



Oscillations de Bloch d'atomes ultra-froids : application aux mesures de haute précision

Manuel Andia

► To cite this version:

Manuel Andia. Oscillations de Bloch d'atomes ultra-froids : application aux mesures de haute précision. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. <NNT : 2015PA066241>. <tel-01232238>

HAL Id: tel-01232238

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01232238>

Submitted on 23 Nov 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Physique

École doctorale : « Physique en Île-de-France »

réalisée

au Laboratoire Kastler Brossel

présentée par

Manuel ANDIA

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Oscillations de Bloch d'atomes ultra-froids :
application aux mesures de haute précision**

soutenue le 25 septembre 2015

devant le jury composé de :

M.	Philippe ADAM	Invité
M.	Jean-Marc BERROIR	Examineur
M.	François BIRABEN	Invité
M.	Philippe BOUYER	Rapporteur
M ^{me}	Saïda GUELLATI-KHÉLIFA	Directrice de thèse
M.	Christoph WESTBROOK	Rapporteur

Remerciements

Ces trois années de doctorat ont représenté pour moi une expérience incroyablement riche et une grande prise de conscience de ce qu'est l'univers de la recherche scientifique, qui m'attirait depuis longtemps : il comporte son lot de réjouissances, de difficultés quotidiennes, des hauts et des bas (mais surtout des hauts !), et bien sûr une aventure humaine sans pareil. J'aimerais donc tout d'abord remercier la DGA et le CNRS pour avoir rendu ceci possible en finançant conjointement ce projet de thèse. Merci également aux deux directeurs du LKB que j'ai connus durant mon doctorat : Paul Indelicato et Antoine Heidmann.

Je souhaite ensuite remercier la formidable équipe 13 dans laquelle j'ai évolué depuis mon stage de M2, en commençant par François Biraben, plus communément appelé « le Chef » entre nous, véritable puits de science, et doté de qualités humaines exceptionnelles. Je regrette seulement de ne jamais avoir eu l'occasion de manipuler avec lui, tant ses qualités d'expérimentateur ont été louées par mes prédécesseurs. . .

Mes remerciements vont ensuite tout naturellement à ma directrice de thèse Saïda Guellati-Khélifa, quelqu'un de rare et que j'admire profondément. Il me faudrait bien plus que deux pages pour rendre hommage à ses qualités, que ce soit sur le plan professionnel ou sur le plan humain. Son entièreté, sa franchise, la facilité avec laquelle elle communique avec les autres, sa connaissance de la physique et de son univers, sa disponibilité ainsi que son implication de tous les jours sur l'expérience, sont autant de qualités indispensables pour diriger des recherches, ce qu'elle a réalisé à merveille.

Je remercie également Pierre Cladé, qui m'a encadré au quotidien pendant ces trois années, et avec qui parler de physique est passionnant et extrêmement formateur. Il n'a jamais hésité à mettre les mains dans le cambouis lorsqu'il s'agissait d'aligner des fibres, de tourner des potards, de déplacer des blocs de plomb ou encore de soulever des marbres de 300 kg (pas à main nues, je vous rassure !) sans désaligner les optiques qui les surmontaient. Je n'oublie pas non plus les nombreuses heures que l'on a passées devant l'ordinateur, et pendant lesquelles il m'a volontiers transmis une partie de son impressionnante connaissance de l'informatique et du langage Python.

Un grand merci aux deux rapporteurs de ma thèse, Philippe Bouyer et Chris Westbrook, pour leur relecture minutieuse de mon manuscrit, ainsi qu'à Jean-Marc Berroir qui a présidé le jury malgré l'éloignement entre nos sujets de recherche. Enfin, je remercie Philippe Adam pour avoir soutenu fermement ce projet auprès de la DGA, malgré son aspect fondamental.

Je n'oublie pas Pierre-Jean Nacher, qui a accepté d'être mon parrain tout au long de ce travail, suivant avec intérêt ses évolutions, et qui a toujours su être à mon écoute.

Je tiens également à remercier nos chers voisins de l'équipe « hydrogène », avec qui nous partageons bien plus qu'un laser femtoseconde. Les nombreuses discussions avec Lucile Julien et François Nez, à l'heure de la pause thé ou dans les couloirs du laboratoire, m'ont apporté un autre éclairage sur tous les aspects de mon doctorat, depuis les discussions fondamentales

sur le radian et son fameux facteur 2π (vraie unité ou pas ?), jusqu'à de précieux conseils sur mon choix de post-doc.

Je souhaite bien sûr remercier mes collègues et amis doctorants, qui ont su égayer la vie au laboratoire, mais également en-dehors du laboratoire. Merci aux deux amis avec lesquels j'ai passé le plus clair de mon temps au laboratoire, et qui travaillent sur la « nouvelle manip » de l'équipe : Raphaël Jannin, ami de longue date et qui résiste encore et toujours à mes injonctions d'arrêter de fumer ; ainsi que Clément Courvoisier, avec qui les « vendredis matins » ont été sehr schön... Merci à Rym Bouchendira, qui m'a précédé sur la manip, et dont les explications pendant mon stage m'ont permis de bien démarrer dans l'équipe. Merci également à Sandrine Galtier, ancienne doctorante de l'équipe hydrogène, que j'ai toujours connue joyeuse et souriante : ce fut un plaisir d'être ton collègue de bureau ! Il en va de même avec Hélène Fleurbaey, qui lui succède dans l'équipe hydrogène et qui a repris son bureau (modulo quelques réorganisations en ma faveur...) ; dommage qu'on n'ait pas pu commencer le duo violon – clavecin du siècle... ! Enfin, je remercie les doctorants des autres équipes, qui ont contribué à la bonne ambiance régnant au troisième étage de Jussieu : Salim Zerkani, ami de longue date et maître incontesté des corvidés (ça mérite un petit 20/20 ?) ; ainsi que Johannes Heinrich, arrivé il y a peu mais avec qui j'ai déjà partagé de très bons moments !

Merci aux stagiaires successifs de l'équipe, et en particulier à Rémi Metzdorff (bonne chance pour ta thèse !) ainsi qu'à Étienne Wodey, avec qui j'ai énormément partagé au quotidien pendant les quatre mois de son stage.

Je tiens à remercier mes prédécesseurs, pour leurs manuscrits très instructifs qui m'ont permis de comprendre tous les rouages de l'expérience : Rémy Battesti, Pierre Cladé, Malo Cadoret, et Rym Bouchendira.

Des expériences d'une telle envergure ne seraient pas possibles sans les différents services du laboratoire. Je souhaite donc remercier les membres de l'équipe de l'atelier de mécanique de Jussieu pour leur travail et leur implication : Jean-Michel Isac, Pascal Travers, Arnaud Leclercq, Gaël Coupin, Carounagarane Doré et Thierry Bastien (j'espère que vous êtes rassasiés de bonbons !). Nous n'aurions pas d'atomes à refroidir sans la chaleureuse Florence Thibout, qui tient à elle seule l'atelier de verrerie. Je remercie également les membres de l'atelier d'électronique, grâce à qui nos lasers sont bien asservis : Mohammed Boujrad, Brigitte Delamour et Jean-Pierre Okpiz, ainsi que son remplaçant Loïc Garcia, sans oublier Gilles Bailly pour son passage court mais fructueux pour nos futurs systèmes d'asservissement. Merci aux membres du service informatique pour leur compétence et leur bonne humeur : Serge Begon, Corinne Poisson, Mathilde Rousseau et Jérémie Saen. Merci aussi aux membres du secrétariat, qui ont réussi à faciliter les (nombreuses) démarches administratives : Monique Granon, Thierry Tardieu, Laetitia Morel et Romain Rybka, ainsi que la nouvelle arrivée Nora Aissous. Et enfin, je remercie vivement Annick Lamarck et Bintou Maiga pour tout ce qu'elles ont fait afin de nous assurer d'excellentes conditions de travail dans des locaux bien entretenus !

Enfin, je souhaite remercier du fond du cœur mes parents pour leur soutien inconditionnel, ainsi que tou(te)s mes ami(e)s avec qui j'ai partagé de si bons moments.

Table des matières

Introduction	ix
I L'expérience	1
1 Interférométrie atomique et oscillations de Bloch	3
1.1 Transitions Raman et interférométrie atomique	3
1.1.1 Principe des transitions Raman	4
1.1.2 Interférométrie atomique	10
1.2 Les oscillations de Bloch	16
1.2.1 Introduction aux oscillations de Bloch	16
1.2.2 Atomes dans un réseau optique	19
1.2.3 Oscillations de Bloch dans un réseau optique	20
1.2.4 Applications des oscillations de Bloch en métrologie	23
2 Dispositif expérimental	25
2.1 Cellule ultra-vide	25
2.2 Piégeage des atomes	26
2.3 Les lasers de piégeage	28
2.4 Les lasers Raman	30
2.4.1 Étude de plusieurs profils temporels d'impulsion Raman	36
2.5 Le laser Bloch	40
2.5.1 Source laser	40
2.5.2 Contrôle des faisceaux	41
2.5.3 Efficacité des oscillations de Bloch	44
2.6 Stabilisation et mesure précise des fréquences	50
2.7 Préparation des atomes pour la mesure	53
2.7.1 État interne	54
2.7.2 État externe	54

2.8	Mesure et analyse des résultats	60
2.9	Contrôle informatique de l'expérience	62
II	Principaux résultats	67
3	Gravimètre compact	69
3.1	Quelques rappels	69
3.1.1	Comparaisons entre gravimètres	70
3.1.2	Exactitude d'un gravimètre	70
3.2	Gravimétrie sur des atomes froids	71
3.2.1	Expérience fondatrice	71
3.2.2	État de l'art	73
3.2.3	Gravimétrie à l'aide d'oscillations de Bloch	74
3.3	Gravimètre atomique compact	78
3.3.1	Principe de la mesure	79
3.3.2	Résultats de l'expérience	81
3.3.3	Réduction de l'effet systématique dû aux faisceaux Bloch	83
3.3.4	Applications	83
3.3.5	Conclusion et perspectives	84
4	Mesure du rapport h/m	87
4.1	Bilan des mesures précédentes	87
4.1.1	Protocole de mesure	88
4.1.2	Effets systématiques	96
4.2	Réduction du bruit statistique sur l'expérience	97
4.2.1	Nouvelles plates-formes, isolation passive	98
4.2.2	Fiabilisation de l'expérience	103
4.3	Effet systématique lié à la phase de Gouy	107
4.3.1	Nouvelle source laser pour les faisceaux Bloch	108
4.3.2	Remplacement et caractérisation des collimateurs	121
4.4	Mesure du rapport h/m	124
4.4.1	Effet du champ magnétique	125
4.4.2	Effet systématique lié à l'efficacité des oscillations de Bloch	142
4.4.3	Conclusion	145
5	Double diffraction et LMTBS	147
5.1	Principe des LMTBS	148
5.2	Double diffraction	151

5.2.1	Principe	151
5.2.2	Application aux LMTBS	153
5.3	Mise en œuvre expérimentale	153
5.3.1	Double diffraction	153
5.3.2	Séparatrices à LMT	159
5.4	Résultats préliminaires	160
5.4.1	Double diffraction avec des impulsions Raman	160
5.5	Conclusion et perspectives	168
Conclusion et perspectives		169
 III Annexes		 171
Annexe A : Articles		173
A.1	Bloch oscillations in an optical lattice generated by a laser source based on a fiber amplifier : decoherence effects due to amplified spontaneous emission	173
A.2	Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice	173
 Annexe B : Modélisation de la diffraction de Bragg		 185

Introduction

La technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré a été démontrée pour la première fois en 1996 par le groupe de Christophe SALOMON au Laboratoire Kastler Brossel [BEN DAHAN et al. 1996] ainsi que dans le groupe de Mark RAIZEN [WILKINSON et al. 1996]. Cette technique a depuis suscité un grand intérêt dans la communauté de la physique atomique, tant sur le plan de la compréhension des aspects fondamentaux de ce mécanisme [MADISON et al. 1998; WITTHAUT et al. 2004] que sur le plan des applications des oscillations de Bloch, notamment dans le domaine de la métrologie pour la détermination de la constante de structure fine [BOUCHENDIRA et al. 2011; CADORET et al. 2008; CLADÉ et al. 2006b], ainsi que pour augmenter la sensibilité des interféromètres atomiques [CHIOU et al. 2011; CLADÉ et al. 2009; MÜLLER et al. 2008].

La technique des oscillations de Bloch permet d’accélérer efficacement et de manière cohérente des atomes, en leur transférant un nombre élevé de reculs. Elle requiert une source d’atomes ultra-froids avec une distribution de vitesse sub-recul. Notre équipe utilise cette technique pour mesurer la vitesse de recul d’un atome de rubidium, afin d’en déduire une valeur de la constante de structure fine α avec une incertitude inégalée à ce jour [BOUCHENDIRA et al. 2011].

La constante de structure fine a été introduite en 1916 par Arnold Sommerfeld pour expliquer la séparation des raies atomiques de l’hydrogène. La constante α est une constante fondamentale de l’électrodynamique quantique (QED) sans dimension, définie comme

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (0.0.1)$$

où e est la charge électrique élémentaire, ϵ_0 la permittivité du vide, \hbar la constante de Planck réduite et c la célérité de la lumière dans le vide. La constante α peut alternativement être exprimée en fonction de la constante de Rydberg R_∞ , du rapport de masse entre un atome de rubidium et un électron, ainsi que du rapport \hbar/m_{Rb} entre

la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_{\text{Rb}}}{m_e} \frac{h}{m_{\text{Rb}}} \quad (0.0.2)$$

Notre équipe détermine α en mesurant le rapport h/m_{Rb} , qui peut se réduire à une mesure de la vitesse du recul du rubidium. L'interféromètre atomique utilisé sert de capteur inertiel (il effectue une mesure de vitesse). Cette propriété est combinée avec la technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique afin d'accélérer les atomes, ce qui permet d'accentuer le changement de vitesse mesuré par le capteur inertiel, réduisant ainsi l'incertitude sur la mesure.

L'objectif du présent travail de thèse est d'exploiter la technique des oscillations de Bloch pour réaliser des mesures de haute précision de l'accélération de la pesanteur ainsi que du rapport h/m . Ce travail se décline en deux volets : le premier concerne la démonstration ou l'étude de nouvelles approches expérimentales pour la mesure locale de l'accélération de la pesanteur, ainsi que la mise en œuvre d'un interféromètre atomique symétrique fondé sur la technique de la double diffraction. Le deuxième volet a porté sur l'étude détaillée des effets systématiques qui limitent l'incertitude sur la mesure du rapport h/m , ainsi que sur la réduction de l'incertitude statistique sur notre mesure via l'amélioration du dispositif expérimental.

Ce manuscrit est organisé en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre, nous allons présenter les principaux outils posant les bases théoriques des chapitres suivants. Nous introduirons les notions de transitions et d'impulsions Raman, d'interférométrie atomique et d'oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons brièvement le dispositif sur lequel s'est effectué ce travail de thèse, en mettant en relief les développements apportés dans le cadre de ce travail. Ce dispositif a été mis en place lors des précédents travaux de thèse de notre équipe. Notre expérience, utilisant des atomes de ^{87}Rb ultra-froids, nécessite un montage expérimental complexe. Elle requiert en particulier un contrôle rigoureux des fréquences optiques des lasers et des divers instruments électroniques, ainsi qu'une bonne maîtrise de l'état interne et externe des atomes à tout moment.

Le troisième chapitre décrit la démonstration d'une méthode permettant une mesure locale de l'accélération de la pesanteur. Cette méthode consiste à maintenir en lévitation les atomes au milieu d'un interféromètre atomique, en compensant leur chute libre par une séquence d'accélération cohérentes, réalisée à l'aide de la technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré. Nous contrôlons avec une grande

précision la position des atomes dans la cellule à vide, grâce à la technique d'« ascenseurs atomiques » utilisant également des oscillations de Bloch dans un réseau optique.

La mesure du rapport h/m constitue le projet phare de notre équipe, et a par conséquent représenté une partie du présent travail de thèse. Deux contributions majeures peuvent être détachées de ce travail. La première a consisté en diverses améliorations du dispositif expérimental, dans le but de réduire l'incertitude statistique sur la mesure : amélioration du contrôle des fréquences optiques et électroniques, mise en place d'un système plus efficace d'isolation des vibrations mécaniques, optimisations de la séquence temporelle... La deuxième contribution a porté sur l'étude approfondie de certains effets systématiques affectant notre mesure du rapport h/m . Ces études ont en particulier été centrées autour de la caractérisation du champ magnétique parasite dans notre enceinte à vide, ou encore de la réduction de l'effet de la phase de Gouy, rendue possible par le développement d'une source laser quatre fois plus puissante. La dynamique de puissance laser offerte par cette nouvelle source a permis de mettre en évidence un nouvel effet systématique lié à l'efficacité des oscillations de Bloch.

Enfin, le cinquième et dernier chapitre est consacré à la mise en œuvre de la technique de double diffraction. Elle consiste à accélérer simultanément et dans des sens opposés chaque bras de l'interféromètre, permettant ainsi d'obtenir un interféromètre totalement symétrique. Cette technique, proposée et démontrée au laboratoire SYRTE [MALOSSI et al. 2010] à l'aide d'impulsions Raman simultanées et de sens opposés, est très adaptée dans le cadre des séparatrices à grand transfert d'impulsion (*LMTBS*) à base d'oscillations de Bloch, car elle permet de supprimer les effets de décohérence dus aux fluctuations d'intensité des faisceaux de Bloch. Nous présenterons le dispositif optique mis en place pour la double diffraction et pour les *LMTBS*, ainsi que la chaîne de fréquences permettant d'asservir et de contrôler simultanément les trois lasers nécessaires à la réalisation de ces techniques.

Première partie

L'expérience

Chapitre 1

Quelques outils théoriques : interférométrie atomique et oscillations de Bloch

L'avènement des atomes froids dans les dernières décennies a fait de l'interférométrie atomique l'un des principaux outils pour la métrologie moderne.

L'objet de ce chapitre sera dans un premier temps d'introduire les notions fondatrices de l'interférométrie atomique, en particulier les transitions et impulsions Raman. Les outils théoriques principaux nécessaires à la bonne compréhension des chapitres suivants seront exposés. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée aux oscillations de Bloch dans un réseau optique, ainsi qu'à leurs applications en métrologie.

1.1 Transitions Raman et interférométrie atomique

Les premières réalisations expérimentales d'un interféromètre atomique avec une séparation spatiale du paquet atomique utilisaient des séparatrices atomiques matérielles, comme des fentes d'Young [CARNAL et MLYNEK 1991] ou des réseaux matériels [KEITH et al. 1991].

Ces techniques ont rapidement été détrônées par l'utilisation de lumière laser pour manipuler les atomes. Les séparatrices atomiques fondées sur la lumière laser mettent à profit la grande impulsion des photons aux fréquences optiques, qui est 4 à 5 ordres de grandeur plus élevée que dans le domaine micro-onde. Cette propriété permet de coupler deux états internes $|a\rangle$ et $|b\rangle$ de l'atome en exploitant les effets du recul v_r , subi lors de l'absorption d'un photon d'impulsion $\hbar k$:

$$v_r = \frac{\hbar k}{m} \tag{1.1.1}$$

Avec les impulsions lumineuses, le recul devient suffisamment important pour réaliser les séparatrices atomiques nécessaires aux interféromètres atomiques [RIEHLÉ et al. 1991]. Il est alors possible d'établir une correspondance entre l'état externe des atomes et leur état interne, qui peut ainsi être décrit de manière plus complète et univoque : $|a, \mathbf{p}\rangle$ et $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$.

L'inconvénient majeur de cette méthode est la durée de vie du niveau excité, qui induit rapidement des pertes d'atomes par émission spontanée. Les transitions Raman contra-propageantes, processus cohérents à deux photons, permettent de s'affranchir en partie de cette contrainte, en couplant deux états stables, comme deux états hyperfins du niveau fondamental de l'atome.

C'est lors de la même année 1991 que la première démonstration expérimentale d'un interféromètre atomique avec des impulsions lumineuses Raman a été réalisée [KASEVICH et CHU 1991].

1.1.1 Principe des transitions Raman

Les transitions Raman sont un processus à deux photons dans lequel l'atome absorbe un photon à la fréquence ω_1 provenant d'un laser, et émet un photon, de façon stimulée, à la fréquence ω_2 correspondant au deuxième laser. Les lasers sont fortement désaccordés de la transition à un photon $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$, afin d'éviter que les atomes se dés excitent par émission spontanée, ce qui détruirait la cohérence du paquet atomique.

Nous travaillons avec des atomes alcalins de ^{87}Rb , dont les niveaux d'énergie présentent une structure hyperfine due à l'interaction entre le spin nucléaire et le spin de l'électron externe. L'état fondamental $5^2S_{1/2}$ possède deux niveaux hyperfins, $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, que nous noterons respectivement $|a\rangle$ et $|b\rangle$ dans la suite. Le désaccord des lasers par rapport au niveau excité $|e\rangle$ est de $\Delta \sim 2\pi \times 100 \text{ GHz}$, fréquence très grande devant celle de la structure hyperfine $\omega_{\text{SHF}} \simeq 2\pi \times 6,834\,682\,611 \text{ GHz}$ (Figure 1.1).

Les transitions Raman couplent un niveau hyperfin à l'autre, en donnant lieu à un transfert d'impulsion entre les photons et les atomes. Les niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ sont alors séparés en impulsion de $\hbar(k_1 + k_2)$. Ces niveaux d'énergie sont notés sous la forme $|a, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_1\rangle$ et $|b, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_2\rangle$.

Probabilité de transition Raman

L'approche de l'atome habillé consiste à raisonner en étudiant le système {atome + champ}. En considérant que l'atome est soumis aux champs des lasers 1 et 2, le

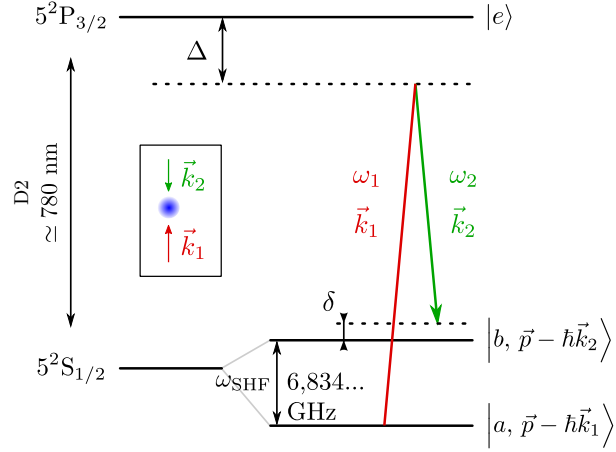


Fig. 1.1 Niveaux d'énergie du ^{87}Rb , pour la transition D_2 utilisée. Encadré : configuration des faisceaux Raman.

Le désaccord Δ par rapport à la transition à un photon étant très supérieur à l'écart hyperfin, l'atome peut être ramené à un système à 2 niveaux effectifs.

Hamiltonien du système non couplé s'écrit alors :

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hbar\omega_{\text{SHF}} |b\rangle \langle b| + \hbar\omega_{ae} |e\rangle \langle e| + N_1 \hbar\omega_1 + N_2 \hbar\omega_2 \quad (1.1.2)$$

où $\hbar\omega_{ae}$ est l'écart d'énergie entre les niveaux $|a\rangle$ et $|e\rangle$, N_1 et N_2 le nombre de photons dans les lasers 1 et 2, et ω_1 et ω_2 leurs fréquences respectives. Nous noterons le désaccord Raman $\delta = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{\text{SHF}}$ (Figure 1.1).

Nous considérons maintenant le couplage entre l'atome et les lasers, qui s'écrit

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}} \quad (1.1.3)$$

avec $\hat{\mathbf{d}}$ le dipôle électrique de l'atome, et $\hat{\mathbf{E}}$ le champ électrique auquel il est soumis.

Les différents états qu'il est possible de coupler entre eux avec l'interaction dipolaire sont décrits sur la Figure 1.2. Chaque coefficient de couplage s'exprime sous forme d'un élément de matrice de \hat{V} , par exemple

$$\frac{\Omega_1}{2} = \langle e, n_1, n_2 | \hat{V} | a, n_1 + 1, n_2 \rangle \quad (1.1.4)$$

où $|i, n, m\rangle$ représente l'état où l'atome est dans le niveau $|i\rangle$, le laser 1 compte n photons, et le laser 2, m .

En supposant que le couplage Raman est très petit devant le désaccord à un photon Δ , un développement perturbatif [BOUCHENDIRA 2012 ; CADORET 2008 ; CLADÉ 2005]

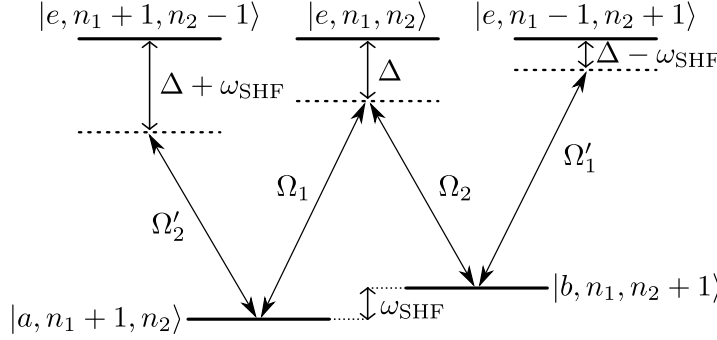


Fig. 1.2 *Couplages Raman, dans l'approche de l'atome habillé. Les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ correspondent respectivement à $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$.*

permet de considérer le système comme un système à deux niveaux effectifs dont le Hamiltonien s'écrit

$$\hat{\mathcal{H}}_t = \hbar \begin{bmatrix} \delta - \delta_a & \Omega_{\text{eff}}/2 \\ \Omega_{\text{eff}}^*/2 & -\delta_b - \delta_D \end{bmatrix} \quad (1.1.5)$$

où l'on a introduit les notations suivantes :

$$\delta_a = \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega'_2|^2}{4(\Delta + \omega_{\text{SHF}})} \quad \text{déplacement lumineux de } |a\rangle \quad (1.1.6)$$

$$\delta_b = \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega'_1|^2}{4(\Delta - \omega_{\text{SHF}})} \quad \text{déplacement lumineux de } |b\rangle \quad (1.1.7)$$

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Delta} \quad \text{couplage effectif} \quad (1.1.8)$$

$$\hbar\delta_D = \frac{(\vec{p} - \hbar\vec{k}_1)^2}{2m} - \frac{(\vec{p} - \hbar\vec{k}_2)^2}{2m} \quad \text{effet Doppler} \quad (1.1.9)$$

Le terme δ_D rend compte de l'effet Doppler lié au recul subi pendant la transition Raman. Nous introduisons également le désaccord par rapport à la résonance $\delta_R(\vec{v})$, qui dépend de la vitesse de l'atome via l'effet Doppler :

$$\delta_R(\vec{v}) = \delta - (\delta_a - \delta_b) + \delta_D(\vec{v}) \quad (1.1.10)$$

Le raisonnement ci-dessus a été effectué en supposant qu'il n'y avait qu'un seul niveau excité. Un calcul permet de tenir compte des corrections dues au couplage avec chaque niveau de la structure hyperfine de l'état excité $5^2P_{3/2}$. La grandeur pertinente pour notre expérience est le déplacement lumineux différentiel entre les niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$, qui s'écrit, en supposant que $\Omega_1 = \Omega_2$, et au premier ordre en $\omega_{\text{SHF}}/\Delta$:

$$\delta_{\text{d.l.}} = \delta_a - \delta_b \simeq \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{2\Delta} \frac{\omega_{\text{SHF}}}{\Delta} \quad (1.1.11)$$

Dans notre cas, nous avons imposé les contraintes suivantes :

- Les lasers sont loin de résonance (Δ peut être supposé grand devant la structure hyperfine de l'état excité), afin de minimiser l'émission spontanée dans le niveau intermédiaire ;
- Nous ne désirons utiliser que la transition Raman entre l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$; ce choix de sous-niveaux est motivé par leur sensibilité à l'effet Zeeman uniquement à l'ordre 2, et pas à l'ordre 1 ;
- La polarisation des lasers est en configuration linéaire-linéaire orthogonale.

Un calcul complet¹ permet d'aboutir à l'expression suivante pour le couplage effectif et le déplacement lumineux différentiel effectif, tenant compte des contraintes ci-dessus :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_s} \frac{\Gamma^2}{16\Delta} \quad (1.1.12)$$

$$\delta_i = \frac{I_i}{I_s} \frac{\Gamma^2}{8\Delta} \quad (1.1.13)$$

où I_i représente l'intensité du laser i sur les atomes, $\Gamma = 2\pi \times 6,0666$ MHz la largeur naturelle du niveau excité [STECK 2001], et I_s l'intensité de saturation pour la transition D₂ du ⁸⁷Rb. Dans le cas de la transition D₂ du ⁸⁷Rb, on a $I_s \simeq 2,503$ mW/cm².

Soit un atome partant de l'état $|a\rangle$ à l'instant $t = 0$. La probabilité que cet atome se retrouve dans l'état $|b\rangle$ à l'instant t du fait du couplage Raman, suit la formule de Rabi

$$P_{a \rightarrow b}(t, \vec{v}) = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta_R^2(\vec{v})} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta_R^2(\vec{v})} \frac{t}{2} \right) \quad (1.1.14)$$

ce qui implique que la population des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ oscille avec la durée de l'impulsion Raman. Ces oscillations de Rabi sont représentées sur la Figure ??, où la proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ est tracée en fonction de la durée τ de l'impulsion Raman. Ces courbes montrent une atténuation des oscillations avec τ , due à une décohérence provenant de l'inhomogénéité spatiale des faisceaux lasers utilisés.

Ces oscillations de Rabi permettent de définir « l'angle » θ d'une impulsion Raman

$$\Omega_{\text{eff}} \times \tau = \theta \quad (1.1.15)$$

et en particulier, les impulsions $\theta = \pi/2$ et $\theta = \pi$ sont utiles pour réaliser des « optiques atomiques » avec des impulsions lasers. Si l'atome part de l'état $|a\rangle$, il sera dans l'état $(|a\rangle + |b\rangle)/\sqrt{2}$ après une impulsion $\pi/2$ et dans l'état $|b\rangle$ (100% de transfert) après une impulsion π .

1. Le calcul complet est réalisé en annexe de la thèse de Rémy BATTESTI [BATTESTI 2003].

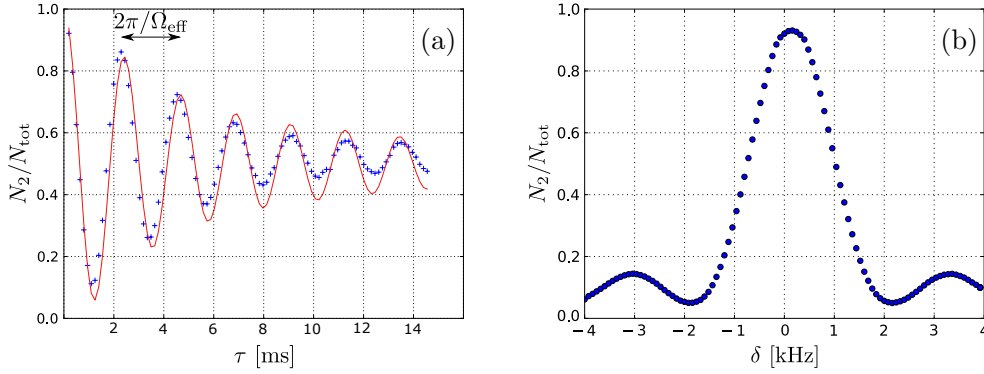


Fig. 1.3 Proportion d'atomes dans l'état $|F=2\rangle$ après une impulsion Raman, (a) en fonction de la durée τ de l'impulsion, et (b) en fonction du désaccord Raman δ . Données expérimentales.

La probabilité de transition en fonction du désaccord Raman est représentée sur la Figure ?? . La forme de sinus cardinal au carré est bien celle attendue d'après l'équation (1.1.14).

Deux configurations des lasers sont possibles, en fonction de l'orientation relative de leurs vecteurs d'onde respectifs \vec{k}_1 et \vec{k}_2 . Nous allons distinguer la condition de résonance des atomes dans ces deux cas, en partant de l'équation de conservation de l'énergie

$$E_i^{F=1} + E_c^{F=1} + \hbar\omega_1 = E_i^{F=2} + E_c^{F=2} + \hbar\omega_2 \quad (1.1.16)$$

où E_i représente l'énergie interne de l'atome et E_c son énergie cinétique.

La configuration copropageante consiste à avoir \vec{k}_1 et \vec{k}_2 dans le même sens (Figure 1.4(a)). Dans ce cas le recul total transmis à l'atome est nul, puisque le recul dû à l'absorption d'un photon dans le champ 1 est compensé par le recul subi lors de l'émission stimulée dans le champ 2. L'énergie cinétique peut donc être négligée et la condition de résonance des atomes s'écrit

$$\omega_1 - \omega_2 - \omega_{\text{SHF}} = 0 \quad (1.1.17)$$

Dans la configuration contra-propageante, \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont dans des sens opposés (Figure 1.4(b)). Contrairement au cas précédent, le recul total transféré aux atomes vaut $2v_r$, et l'énergie cinétique ne peut plus être négligée. La condition de résonance s'écrit alors

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 - \hbar\omega_{\text{SHF}} = E_c^{F=2} - E_c^{F=1} \quad (1.1.18)$$

où les énergies cinétiques peuvent se réécrire

$$E_c^{F=1} = \frac{1}{2}mv_i^2 \quad (1.1.19)$$

$$E_c^{F=2} = \frac{1}{2}mv_f^2 \quad (1.1.20)$$

avec v_i et v_f les vitesses initiale et finale de l'atome. De plus si l'on relie v_i et v_f à l'aide de la conservation de l'impulsion

$$m\vec{v}_i + \hbar\vec{k}_1 = m\vec{v}_f + \hbar\vec{k}_2 \quad (1.1.21)$$

on peut en déduire la condition de résonance des atomes en fonction de leur vitesse initiale v_i :

$$\omega_1 - \omega_2 - \omega_{\text{SHF}} = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \left(\vec{v}_i + \frac{\hbar}{2m} (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \right) \quad (1.1.22)$$

Dans cette équation, le terme en $\hbar/(2m) \times (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)^2$ correspond à l'énergie de recul. Le terme en $(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{v}_i$ correspond à l'effet Doppler (on retrouve bien l'équation (1.1.9)) et dépend de la vitesse des atomes. L'utilisation de transitions Raman contre-propageantes permet donc de sélectionner des atomes possédant une vitesse donnée, les autres atomes étant hors résonance. La largeur de la sélection en vitesse est de l'ordre de

$$\Delta v \sim \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2k_{\text{eff}}} \quad (1.1.23)$$

où le vecteur d'onde Raman effectif est défini comme

$$k_{\text{eff}} = \frac{k_1 + k_2}{2} \quad (1.1.24)$$

ce qui donne une sélection en vitesse typique de l'ordre de $v_r/15$ pour une impulsion π avec nos paramètres expérimentaux :

$$\tau \simeq 600 \mu\text{s}$$

$$\Omega_{\text{eff}} \simeq 2\pi \times 417 \text{ Hz}$$

Inversement, ces transitions peuvent également être utilisées pour mesurer l'effet Doppler, ce qui permet de connaître la vitesse des atomes. C'est ce principe qui est exploité dans l'interféromètre de Ramsey-Bordé, utilisé dans notre expérience pour mesurer la vitesse de recul des atomes de ^{87}Rb .



Fig. 1.4 Deux configurations possibles de transition Raman : copropageante (le recul total transféré à l'atome est nul) et contra-propageante (le recul total transféré à l'atome vaut $2v_r$).

1.1.2 Interférométrie atomique

Il est possible de réaliser un interféromètre atomique à l'aide d'une séquence d'impulsions Raman contra-propageantes.

Les impulsions Raman $\pi/2$ sont utilisées comme séparatrices atomiques. Le paquet atomique est placé dans une superposition cohérente des états $|a, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_1\rangle$ et $|b, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_2\rangle$, séparés en impulsion de $\hbar(k_1 + k_2)$. Cela induit une séparation spatiale entre deux parties du paquet d'onde atomique parallèlement à l'axe des lasers. Chacune des deux trajectoires ainsi formées s'appelle un « bras » de l'interféromètre.

De la même façon, les impulsions Raman π jouent le rôle de miroirs à atomes : tous les atomes effectuent une transition contra-propageante, ils subissent tous un changement de vitesse de $\pm 2v_r$. L'état interne et l'état d'impulsion sont échangés entre les deux paquets atomiques.

Plusieurs configurations d'interféromètres sont possibles, chacune ayant ses propres applications. L'interféromètre de Mach-Zehnder correspond à une séquence d'impulsions $\{\pi/2 - \pi - \pi/2\}$, ce qui est l'équivalent du Mach-Zehnder optique (séparatrice – miroir – séparatrice). Cette configuration d'interféromètre est particulièrement utilisée dans le domaine de la gravimétrie.

L'interféromètre de Ramsey-Bordé est réalisé à partir de la séquence $\{\pi/2 - \pi/2\} - \{\pi/2 - \pi/2\}$. Lors de la période centrale de l'interféromètre, les atomes sont dans le même état interne, ce qui permet de mesurer précisément tout changement de vitesse subi par les atomes pendant cette période. Cela fait de la configuration de Ramsey-Bordé un bon capteur inertiel, pour mesurer des vitesses ou des accélérations.

Nous allons maintenant calculer le déphasage de l'interféromètre, dans chacune des configurations, Mach-Zehnder et Ramsey-Bordé. Lors de l'évolution de chaque bras de l'interféromètre, les atomes accumulent une phase $\delta\phi$ que l'on peut écrire

$$\delta\phi = \delta\phi_{\text{prop}} + \delta\phi_{\text{laser}} + \delta\phi_{\text{int}} \quad (1.1.25)$$

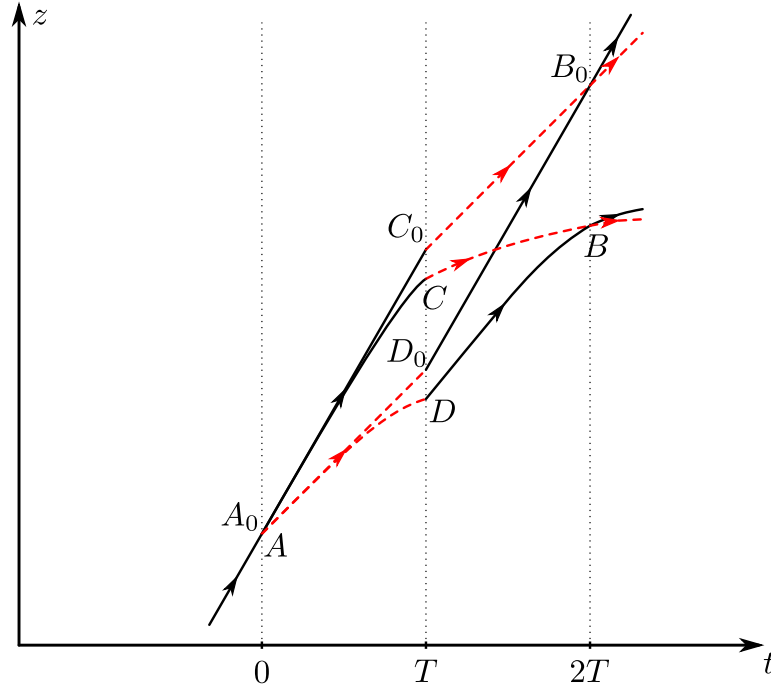


Fig. 1.5 Chemins suivis par les atomes dans le cas non perturbé $A_0C_0B_0/A_0D_0B_0$ (sans gravité) et perturbé ACB/ADB (avec gravité). L'état $|F = 1\rangle$ est représenté en traits pleins (état de départ), $|F = 2\rangle$ en pointillés.

où $\delta\phi_{\text{prop}}$ est un déphasage accumulé pendant la propagation du paquet atomique, $\delta\phi_{\text{laser}}$ est dû à la phase des lasers Raman qui « s'imprime » sur la phase atomique, et $\delta\phi_{\text{int}}$ est dû à l'évolution de l'état interne des atomes.

Dans la majorité des cas rencontrés en interférométrie atomique, il est possible de considérer que les atomes suivent des trajectoires classiques en bonne approximation ; une approche du déphasage en termes d'intégrales de chemin est donc appropriée, ce qui est détaillé dans [STOREY et COHEN-TANNOUDJI 1994].

Calcul du déphasage en sortie d'un Mach-Zehnder

La configuration de l'interféromètre est de type Mach-Zehnder : une impulsion $\pi/2$ (séparatrice) à $t = 0$, suivie d'une impulsion π (miroir) à $t = T$, et finalement d'une impulsion $\pi/2$ à $t = 2T$ qui permet de recombiner les atomes (Figure 1.5).

En traitant le potentiel gravitationnel comme une perturbation $\delta\mathcal{L}$ du Lagrangien, il est possible de calculer le déphasage dû à g en intégrant la perturbation sur le chemin classique de l'interféromètre (voir éq. 51 de [STOREY et COHEN-TANNOUDJI 1994]) :

$$\delta\phi_{\text{prop}} = \frac{1}{\hbar} \oint_{A_0C_0B_0D_0A_0} \delta\mathcal{L}(t)dt = -\frac{mg}{\hbar} \oint_{A_0C_0B_0D_0A_0} z(t)dt \quad (1.1.26)$$

soit, en introduisant l'aire spatio-temporelle \mathcal{A} définie par l'interféromètre,

$$\delta\phi_{\text{prop}} = -\frac{mg}{\hbar}\mathcal{A} \quad (1.1.27)$$

Le chemin non perturbé $A_0C_0B_0D_0$ étant un parallélogramme dans le plan (z, t) , son aire est aisée à calculer

$$\mathcal{A} = \frac{1}{2} \times 2T \times \overline{D_0C_0} \quad (1.1.28)$$

où l'on connaît la distance $\overline{D_0C_0}$ du fait que la séparation en vitesse au point A_0 est de 2 reculs

$$\overline{D_0C_0} = -2\frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m}T \quad (1.1.29)$$

D'où finalement l'expression de $\delta\phi_{\text{prop}}$

$$\delta\phi_{\text{prop}} = 2k_{\text{eff}}gT^2 \quad (1.1.30)$$

En l'absence de perturbations telles que l'effet Zeeman ou les déplacements lumineux, la contribution de l'état interne $\delta\phi_{\text{int}}$ au déphasage s'annule car les atomes passent le même temps dans les deux niveaux hyperfins $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$, pour chacun des deux bras.

La contribution de la phase des lasers s'écrit

$$\delta\phi_{\text{laser}} = \underbrace{(\phi_{\text{I}} - \phi_{\text{II}})}_{\text{Bras ADB}} - \underbrace{(\phi_{\text{II}} - \phi_{\text{III}})}_{\text{Bras ACB}} = \phi_{\text{I}} - 2\phi_{\text{II}} + \phi_{\text{III}} \quad (1.1.31)$$

où ϕ_{I} , ϕ_{II} et ϕ_{III} correspondent à la différence des phases des lasers (par convention $\phi_{\text{laser 1}} - \phi_{\text{laser 2}}$), respectivement aux instants $t = 0$, T et $2T$.

Finalement le déphasage total de l'interféromètre est

$$\delta\phi_{\text{tot}} = 2k_{\text{eff}}gT^2 + \phi_{\text{I}} - 2\phi_{\text{II}} + \phi_{\text{III}} \quad (1.1.32)$$

Les franges de l'interféromètre sont observées en faisant varier la phase ϕ_{III} des lasers lors de la dernière impulsion, puis en mesurant la proportion d'atomes restants dans l'état $|F=1\rangle$ après cette impulsion. Cette technique a été exploitée pour réaliser la première mesure de l'accélération de la pesanteur avec un interféromètre atomique [KASEVICH et CHU 1991]. La sensibilité atteinte était d'environ $10^{-4}g/\sqrt{\text{Hz}}$.

Le centre des franges de l'interféromètre donne une valeur de g en suivant l'équation (1.1.32). La résolution d'une telle mesure δg s'exprime

$$2k_{\text{eff}}\delta gT^2 = 2\pi \quad (1.1.33)$$

soit

$$\delta g = \frac{\lambda}{2T^2} \quad (1.1.34)$$

où λ est la longueur d'onde du laser. Cette dernière équation justifie l'utilisation d'une fontaine atomique, afin d'augmenter la durée $2T$ de l'interféromètre, et donc, la sensibilité sur la mesure de g .

Dans le raisonnement précédent, le potentiel gravitationnel est traité de manière perturbative. Ce résultat est en fait exact pour une perturbation linéaire en position [WOLF et al. 2011].

Il est également possible de retrouver l'équation (1.1.32) en faisant le raisonnement suivant : du fait de la gravité, les points B, C, D sont à une hauteur différente de B_0, C_0, D_0 , d'un montant $-gt_B^2/2, -gt_C^2/2, -gt_D^2/2$. Les points de l'espace où les lasers interagissent avec les atomes traversent donc un certain nombre de plans équiphasés du laser. Cela se traduit par un déphasage des lasers $2k_{\text{eff}}z_i - \omega t_i + \phi_i$ où l'indice i représente le point de l'espace B, C, D . Contrairement au raisonnement précédent, la phase des lasers tient compte de la gravité, tandis que la phase due à la propagation des atomes est nulle car les deux bras sont symétriques. Le déphasage résultant est tout de même identique à l'équation (1.1.32).

Calcul en configuration Ramsey-Bordé

Dans cette configuration, une paire d'impulsions $\pi/2$ (« sélection ») ouvre l'interféromètre, puis une deuxième paire d'impulsions $\pi/2$ (« mesure ») referme l'interféromètre (Figure 1.6).

Le déphasage total de l'interféromètre s'écrit comme dans le cas précédent

$$\delta\phi_{\text{tot}} = \delta\phi_{\text{prop}} + \delta\phi_{\text{laser}} + \delta\phi_{\text{int}} \quad (1.1.35)$$

où $\delta\phi_{\text{int}}$ est nul pour les mêmes raisons.

Le déphasage dû à la propagation des paquets atomiques s'écrit en calculant l'aire spatio-temporelle d'un tel interféromètre

$$\mathcal{A} = \Delta z T_E \quad (1.1.36)$$

puis, en reprenant l'équation (1.1.27) et en remarquant que l'écart séparant les trajectoires entre la sélection et la mesure s'écrit $\Delta z = 2v_r T_R$, on trouve

$$\delta\phi_{\text{prop}} = \frac{mg}{\hbar} \times 2v_r T_R T_E = 2k_{\text{eff}} g T_R T_E \quad (1.1.37)$$

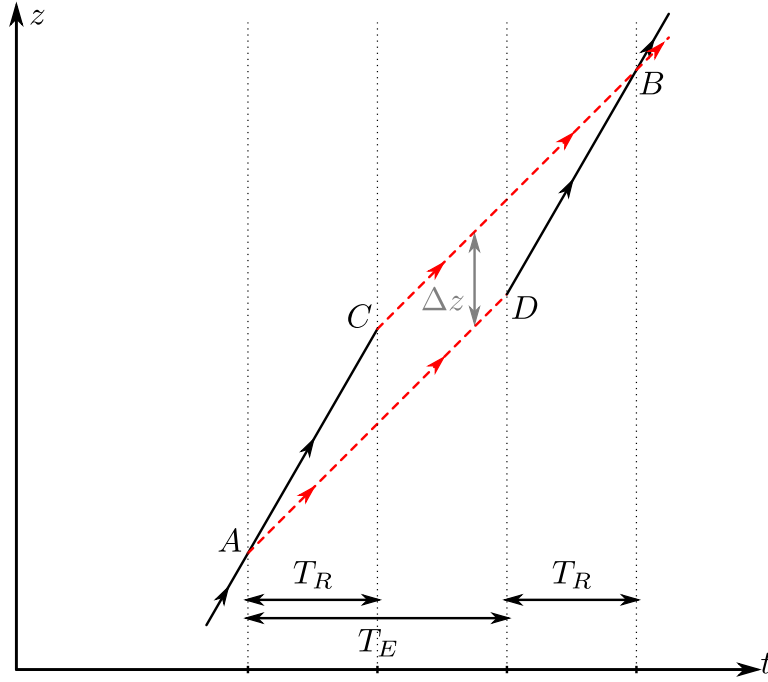


Fig. 1.6 Interféromètre de type Ramsey-Bordé. L'état $|F = 2\rangle$ est représenté en traits pleins (état de départ), et $|F = 1\rangle$ en pointillés. L'effet de la gravité n'est pas représenté par souci de simplicité.

Finalement on obtient le déphasage total dans l'interféromètre

$$\delta\phi_{\text{tot}} = 2k_{\text{eff}}gT_RT_E + \phi_{\text{I}} - \phi_{\text{II}} - \phi_{\text{III}} + \phi_{\text{IV}} \quad (1.1.38)$$

où les impulsions Raman sont numérotées de I à IV.

Cette configuration d'interféromètre peut servir de capteur de vitesse : si les atomes subissent une variation de leur vitesse de Δv entre la sélection et la mesure, l'équation ci-dessus se réécrit

$$\delta\phi_{\text{tot}} = 2k_{\text{eff}}(gT_E - \Delta v)T_R + \phi_{\text{I}} - \phi_{\text{II}} - \phi_{\text{III}} + \phi_{\text{IV}} \quad (1.1.39)$$

L'interféromètre a un interfrange en vitesse δv tel que

$$2k_{\text{eff}}\delta v T_R = 2\pi \quad (1.1.40)$$

soit

$$\delta v = \frac{\lambda}{2T_R} \quad (1.1.41)$$

qui est de l'ordre de $4 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ pour le ^{87}Rb avec $T_R = 10 \text{ ms}$.

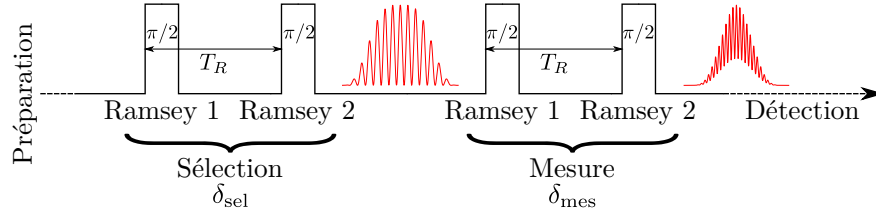


Fig. 1.7 Séquence temporelle utilisée dans l'interféromètre de Ramsey-Bordé. La première paire d'impulsions $\pi/2$ permet la sélection d'une classe de vitesse sub-recul (la fréquence des lasers est notée δ_{sel}), tandis que la deuxième paire d'impulsions $\pi/2$ permet de mesurer la vitesse finale des atomes (la fréquence des lasers est notée δ_{mes}).

De même, son interfrange en accélération δa vaut

$$\delta a = \frac{\lambda}{2T_R T_E} \quad (1.1.42)$$

qui est de l'ordre de $2 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2}$ avec $T_E = 20 \text{ ms}$.

L'équation (1.1.41) montre qu'augmenter T_R permet d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre. Cependant, cette augmentation s'accompagne d'un compromis car augmenter le temps d'interaction induit de la décohérence dans le paquet atomique, principalement due à l'extension spatiale du nuage atomique. De plus, la sensibilité aux vibrations mécaniques transmises par le sol croît avec T_R . Une étude approfondie des vibrations mécaniques a été effectuée, et sera discutée en partie 4.2 (p.97).

L'interféromètre de Ramsey-Bordé permet donc de mesurer une vitesse ou une accélération en faisant varier la phase des lasers. Dans le cadre de l'expérience h/m , nous utilisons cette configuration afin de mesurer la vitesse de recul des atomes de ^{87}Rb . Nous ne faisons pas varier la phase des lasers, mais le désaccord des faisceaux Raman entre la sélection (δ_{sel}) et la mesure (δ_{mes}). Ainsi, nous mettons à profit la sensibilité des transitions contra-propageantes à l'effet Doppler $\Delta\nu$ acquis par les atomes entre la sélection et la mesure. Nous faisons ensuite varier la fréquence $\delta = \delta_{\text{mes}} - \delta_{\text{sel}}$, et le centre des franges permet de mesurer $\Delta\nu$.

Nous utilisons la séquence temporelle décrite sur la Figure 1.7. La séparation spatiale entre les deux bras est proportionnelle à T_R ; après la sélection, la distribution de vitesse des atomes présente des franges de Ramsey. Après la mesure, la probabilité de transition totale des atomes, en fonction de δ , est la convolution de deux figures de Ramsey. L'interfrange de cette figure est $1/T_R$ (équation (1.1.39)).

La Figure 1.8 représente un spectre typique obtenu en faisant varier δ . Les points expérimentaux sont ajustés avec la méthode des moindres carrés, et l'incertitude typique obtenue sur un spectre est de l'ordre de $\sigma = 0,1 \text{ Hz}$. La vitesse de recul dans le

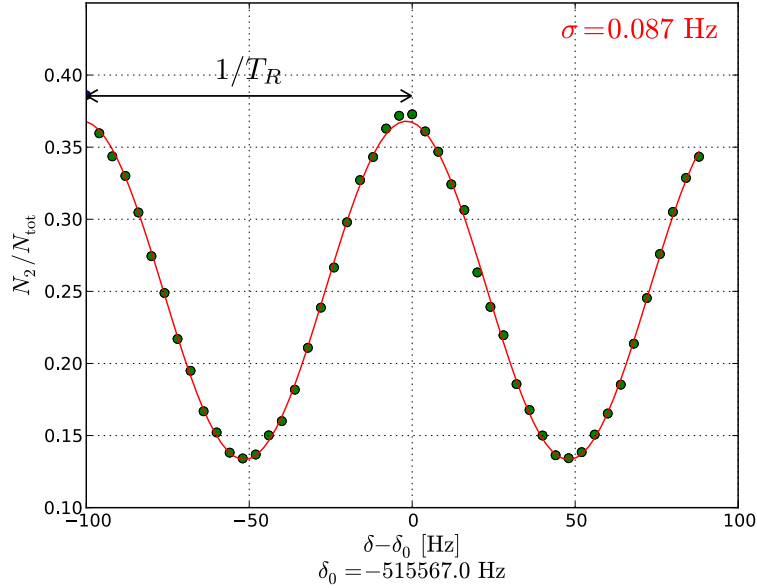


Fig. 1.8 Frange centrale de l'interféromètre pour $T_R = 10$ ms. La proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ est représentée en fonction du désaccord Raman $\delta - \delta_0$ où δ_0 représente la valeur du centre des franges estimée par le programme d'acquisition.

^{87}Rb correspond à un effet Doppler sur les lasers de l'ordre de 15 kHz, par conséquent ce dispositif nous permet de résoudre des vitesses de l'ordre de $10^{-5}v_r$, soit environ 60 nm/s. Le temps typique d'acquisition d'un spectre est de 50 secondes.

1.2 Les oscillations de Bloch

Pour augmenter la sensibilité en vitesse de notre interféromètre, notamment pour la mesure de la vitesse de recul v_r , notre équipe a utilisé la technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique, qui permet d'accélérer fortement les atomes pendant l'interféromètre. Nous transférons une vitesse $2Nv_r$ aux atomes, où N est le nombre d'oscillations de Bloch effectuées, ce qui réduit l'incertitude sur v_r d'un facteur $1/N$.

Dans cette section nous allons d'abord présenter le principe des oscillations de Bloch à travers un bref historique. Nous introduirons par la suite le formalisme d'un atome dans un potentiel périodique. Cela nous permettra finalement de détailler le phénomène des oscillations de Bloch dans un réseau optique, ainsi que leurs applications.

1.2.1 Introduction aux oscillations de Bloch

Le phénomène des oscillations de Bloch fut introduit à l'origine dans le domaine de la matière condensée. Plus précisément, Félix BLOCH et Clarence ZENER s'étaient

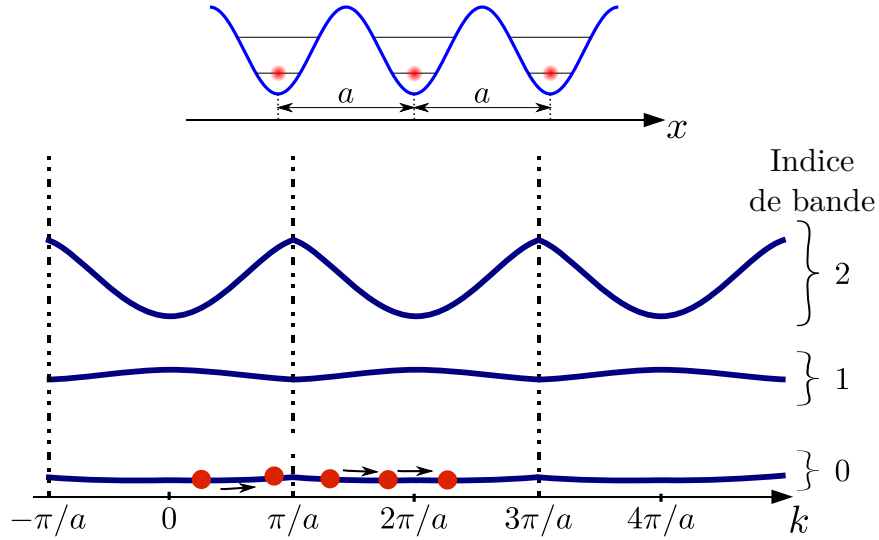


Fig. 1.9 En haut : représentation du potentiel périodique dans l'espace réel. En bas : structure de bandes des niveaux d'énergie électroniques dans le réseau cristallin (régime des liaisons fortes), représentée dans l'espace des impulsions k .

intéressés, dans les années 1930, au mouvement d'un électron dans un cristal périodique sous l'action d'un champ électrique constant [BLOCH 1929; ZENER 1932].

Dans un réseau cristallin, les ions créent un potentiel périodique dans lequel les électrons peuvent se déplacer. Les propriétés de périodicité de ces réseaux se traduisent par une structure de bande pour l'énergie des électrons. Du fait de la densité ionique dans la plupart des cristaux, les électrons sont fortement confinés par le potentiel : c'est le régime des liaisons fortes.

La structure de bande est représentée sur la Figure 1.9 pour les liaisons fortes. Le potentiel est périodique dans l'espace, de période a . La structure de bande est alors également périodique, dans l'espace des impulsions k , de période $2\pi/a$. La « première zone de Brillouin » est la période dans l'espace des impulsions qui contient l'impulsion $k = 0$, c'est-à-dire $]-\pi/a; \pi/a]$.

On pourrait penser qu'une solution au problème posé par Bloch et Zener serait un mouvement uniformément accéléré, car la force F appliquée aux électrons par le champ électrique est elle-même constante. Cette interprétation ne correspond pas à la réalité physique, ce qui peut se démontrer en réécrivant la force F comme

$$F = \hbar \frac{dk}{dt} \quad (1.2.1)$$

soit pour l'impulsion k en fonction du temps

$$k(t) = \frac{Ft}{\hbar} + k_0 \quad (1.2.2)$$

où k_0 est une constante. Si l'on tient compte de la relation de dispersion dans le cristal $E(k) = A \cos(ak)$ (valable pour le régime des liaisons fortes), la vitesse de l'électron est

$$v(t) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} = -\frac{aA}{\hbar} \sin(ak(t)) \quad (1.2.3)$$

soit, en tenant compte de l'équation (1.2.1) :

$$v(t) = -\frac{aA}{\hbar} \sin(\omega_B t + \Phi) \quad (1.2.4)$$

où $\omega_B = aF/\hbar$ et Φ est une phase quelconque.

En intégrant v pour trouver la position x on obtient

$$x(t) = \Delta x \cos(\omega_B t + \Phi) + x_0 \quad (1.2.5)$$

où x_0 est une constante et $\Delta x = aA/(\hbar\omega_B)$.

Les équations 1.2.5 et 1.2.4 prouvent que la position de l'électron dans l'espace réel ainsi que sa vitesse oscillent dans le temps, avec une période $\tau_B = 2\pi/\omega_B$, appelée « période de Bloch », telle que :

$$\tau_B = \frac{2\pi\hbar}{aF} \quad (1.2.6)$$

Bloch et Zener sont donc arrivés au résultat contre-intuitif que l'électron doit se mettre à osciller lorsqu'il est soumis à un champ constant et uniforme. Ce phénomène est longtemps resté purement théorique ; en effet, toute observation d'oscillations de Bloch dans un cristal massif est rendue quasi-impossible par le temps moyen de relaxation des électrons dans un tel cristal, très inférieur aux périodes de Bloch. Les principales limitations de ce temps de relaxation proviennent de la diffusion sur des impuretés du réseau ou des phonons, ainsi que les interactions entre électrons, la densité de porteurs de charge étant très forte.

L'apparition des super-réseaux a changé la donne, grâce à une augmentation drastique du temps de relaxation (principalement due à une diminution de la densité de porteurs, ainsi qu'à un paramètre de maille a plus élevé permettant de réduire τ_B). C'est donc dans un super-réseau que les oscillations de Bloch ont été observées expérimentalement pour la première fois en 1992 [FELDMANN et al. 1992].

1.2.2 Atomes dans un réseau optique

Nous allons ici décrire le comportement d'un atome dans un réseau optique, afin d'introduire les notions utiles pour étudier les oscillations de Bloch dans un réseau optique.

Un réseau optique est formé par une onde lumineuse stationnaire, obtenue à l'aide de deux faisceaux lasers contra-propageants de même fréquence ω . Le potentiel optique résultant s'écrit

$$U(x) = U_0 \cos^2(kx) = U_0 \frac{1 + \cos(2kx)}{2} \quad (1.2.7)$$

avec $k = \omega/c$ le nombre d'onde des faisceaux lasers. L'amplitude du potentiel U_0 est appelée « profondeur » du réseau, car elle rend compte de l'intensité avec laquelle les atomes vont percevoir l'influence du réseau, et elle s'écrit

$$U_0 = \frac{1}{2} \hbar \left(\frac{I}{I_s} \right) \left(\frac{\Gamma^2}{\Delta} \right) \quad (1.2.8)$$

où I est l'intensité de chacun des faisceaux, I_s est l'intensité de saturation de la transition, et Δ le désaccord des faisceaux par rapport à la transition D_2 du ^{87}Rb .

Afin de déterminer dans quel régime de liaisons se trouve le système, il s'agit de comparer U_0 à l'énergie caractéristique du système, l'énergie de recul

$$E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (1.2.9)$$

correspondant à l'énergie cinétique acquise lors de l'absorption d'un photon.

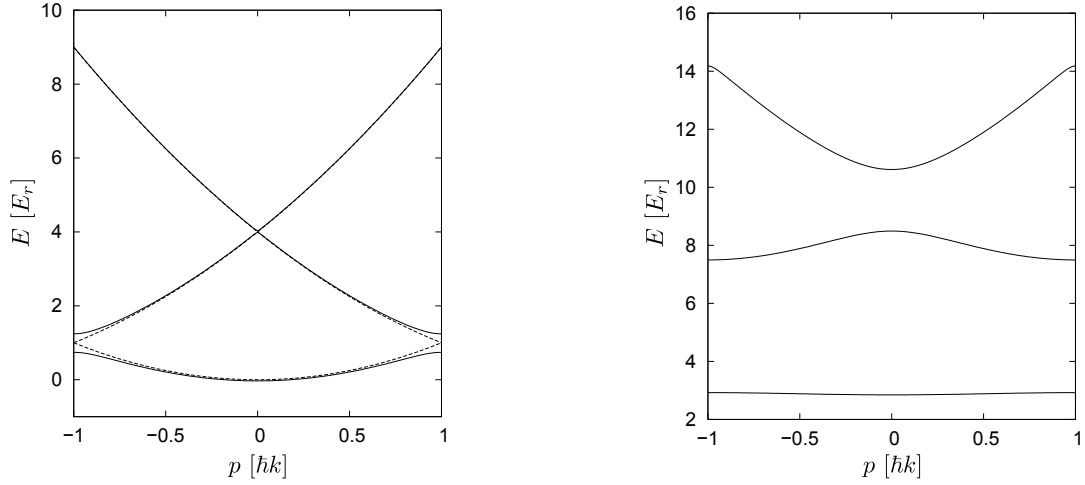
En pratique, si $U_0 \gg 4E_r$, les atomes perçoivent un réseau très profond, et leur fonction d'onde est très localisée sur chaque site du réseau : c'est la limite des liaisons fortes. À l'inverse, si $U_0 \ll 4E_r$, les atomes perçoivent un réseau peu profond, et leur fonction d'onde sera délocalisée sur les sites du réseau : on parle alors de liaisons faibles.

Le Hamiltonien résultant est, à une constante près :

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{U_0}{2} \cos(2k\hat{x}) \quad (1.2.10)$$

Ce Hamiltonien étant périodique dans l'espace, de période $d = \lambda/2$, les états propres de $\hat{\mathcal{H}}$ peuvent s'écrire, d'après le théorème de Bloch, de la forme

$$\psi_q(x) = u_q(x) e^{iqx} \quad (1.2.11)$$



(a) Limite des liaisons faibles ($U_0 \ll 4E_r$). L'énergie est proche de celle d'une particule libre (parabole). En bord de zone de Brillouin, on note un croisement évité.

(b) Limite des liaisons fortes ($U_0 \gg 4E_r$). Les bandes sont plus plates, et la séparation est plus importante.

Fig. 1.10 Bandes d'énergies pour les états de Bloch, en fonction de la quasi-impulsion. Sont représentées uniquement les trois premières bandes.

où q est un nombre quantique représentant la quasi-impulsion du système. Toutes les quasi-impulsions sont équivalentes modulo $2\pi/d$. La fonction $u_q(x)$ étant périodique, les énergies propres possibles du système sont donc en nombre infini et discret. On a en fait une collection d'énergies propres $E_n(q)$ où n est un entier. Tout comme dans le cas des réseaux cristallins, ces énergies vont se regrouper sous forme de bandes (Figure 1.10), séparées par des ouvertures (*gaps*) dont la taille croît avec la profondeur du réseau U_0 et décroît avec l'indice de bande n .

1.2.3 Oscillations de Bloch dans un réseau optique

Les oscillations de Bloch d'atomes froids dans un réseau optique ont été mises en évidence au milieu des années 1990 [BEN DAHAN et al. 1996]. Elles ont ensuite connu un développement très important en physique atomique. Au-delà de son intérêt pour la mesure du rapport h/m [BATTESTI et al. 2004], la technique des oscillations de Bloch est la technique la plus prometteuse pour réaliser des séparatrices atomiques à grand transfert d'impulsion. Cela devrait permettre un gain substantiel sur la sensibilité des interféromètres atomiques, très attendu sur certains projets de grande envergure tels que le projet MIGA (*Matter-wave laser Interferometer Gravitation Antenna*) [CANUEL et al. 2014].

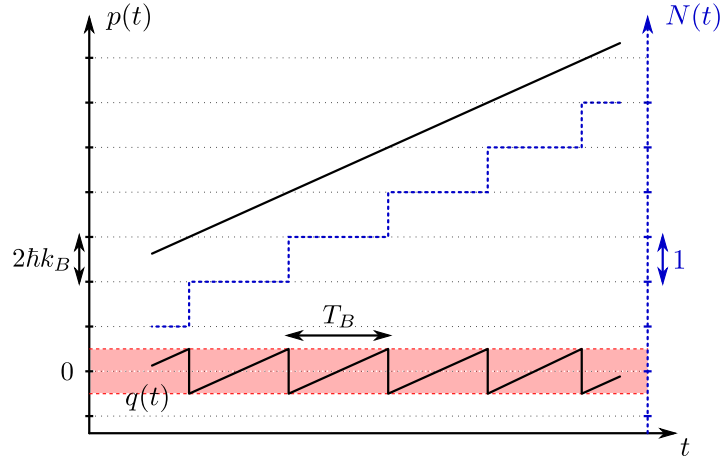


Fig. 1.11 Évolution de l'impulsion p , de la quasi-impulsion q et du nombre d'oscillations de Bloch N en fonction du temps. La première zone de Brillouin $]-\hbar k_B, \hbar k_B]$ est représentée en rouge.

Pour se ramener au cas des oscillations de Bloch tel qu'il a été décrit précédemment, on balaye continûment et linéairement la fréquence d'un laser par rapport à l'autre. Le potentiel $U(x)$ vu par les atomes va alors se déplacer à accélération constante a , et les atomes ressentent une force d'inertie constante $F = -ma$.

Dans le cas où l'accélération est suffisamment lente (dite *adiabatique*, voir partie 2.5.3, p.44) et où les atomes sont initialement dans la bande d'énergie fondamentale, ces derniers vont suivre la même bande d'énergie pendant l'accélération. Ils vont donc effectuer des oscillations de Bloch dans le réseau optique, dont la période de Bloch s'écrit

$$\tau_B = \frac{2\hbar k_B}{ma} \quad (1.2.12)$$

où k_B est le vecteur d'onde moyen des faisceaux Bloch. Puisque le réseau se déplace dans le référentiel du laboratoire, les atomes se retrouvent ainsi accélérés dans le référentiel du laboratoire.

Le nombre d'oscillations de Bloch $N(t)$ effectuées est un entier qui augmente d'une unité à chaque fois que la quasi-impulsion $q(t)$ de l'atome décrit la première zone de Brillouin. L'impulsion $p(t)$ de l'atome augmente de $2\hbar k_B$ à chaque oscillation. L'évolution de $p(t)$, $q(t)$ et $N(t)$ est schématisée sur la Figure 1.11.

Les oscillations de Bloch peuvent également être vues comme une succession de transitions à deux photons contra-propageantes, qui débutent et finissent dans le même état interne (Figure 1.12). Par conséquent une séquence de N oscillations de Bloch successives transfère au total $2N$ reculs aux atomes.

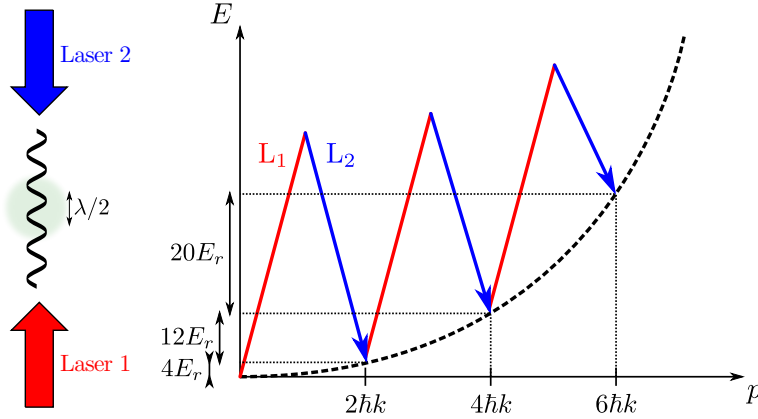


Fig. 1.12 Illustration des oscillations de Bloch à l'aide de transitions Raman dans le même niveau hyperfin. La parabole énergie-impulsion d'une particule libre est représentée en pointillés. La fréquence du laser 2 est balayée pour que les atomes soient à tout instant résonants avec la transition, malgré leur changement de vitesse.

Le théorème d'adiabaticité [BEN DAHAN 1997] donne les conditions suivantes pour l'accélération a du réseau

$$\text{Liaisons faibles : } a \ll a_0 \frac{\pi}{64} \left(\frac{U_0}{E_r} \right)^2 \quad (1.2.13)$$

$$\text{Liaisons fortes : } a \ll \sqrt{2} a_0 \left(\frac{U_0}{E_r} \right)^{3/4} \quad (1.2.14)$$

où $a_0 = \hbar^2 k^3 / m^2$. Ces grandeurs sont des « accélérations critiques » à partir desquelles le critère d'adiabaticité n'est plus vérifié.

Dans le modèle des liaisons faibles, il y a un croisement évité sur les bords de la zone de Brillouin, où les atomes possèdent une probabilité non nulle de changer de bande. Cette probabilité suit la loi de Landau-Zener

$$P = \exp \left(-\frac{a_c}{a} \right) \text{ avec } a_c = a_0 \frac{\pi}{64} \left(\frac{U_0}{E_r} \right)^2 \quad (1.2.15)$$

avec P la probabilité de perdre un atome à chaque oscillation de Bloch. La proportion d'atomes restants au bout de N oscillations de Bloch s'écrit donc, dans cette limite des liaisons faibles, $(1 - \exp(-a_c/a))^N$.

L'effet de l'accélération du réseau sur les atomes est particulièrement intuitif dans le cas des liaisons fortes, où les atomes sont « piégés » dans les puits de potentiel : si le réseau se déplace, il est aisé d'imaginer que les atomes vont suivre le réseau, et par conséquent être accélérés dans le référentiel du laboratoire. Cependant, la formule de Landau-Zener donnée ci-dessus n'est plus valable, et une simulation est nécessaire pour calculer les pertes atomiques dans le régime des liaisons fortes. Une telle simulation

a été effectuée dans notre équipe, nous y reviendrons dans le chapitre suivant (partie 2.5.3).

1.2.4 Applications des oscillations de Bloch en métrologie

Les oscillations de Bloch dans un réseau optique représentent un outil très puissant pour accélérer les atomes de manière cohérente, c'est-à-dire sans qu'il y ait d'émission spontanée ; en effet, tous les faisceaux lasers sont fortement désaccordés par rapport à la transition à un photon, de l'ordre de $\Delta \sim 2\pi \times 25 \text{ GHz} \gg \omega_{\text{SHF}}$.

Leur plus grand avantage réside dans leur efficacité très élevée, d'environ 99,97 % par oscillation [CLADÉ et al. 2006a], limitée principalement par les processus d'émission spontanée d'un photon, ainsi que par les transitions non-adiabatiques pouvant se produire au bord de la zone de Brillouin.

L'accélération fournie par les oscillations de Bloch permet également d'augmenter la séparation spatiale entre les bras de l'interféromètre, et donc sa sensibilité.

Accélération cohérente

Les oscillations de Bloch dans les expériences d'atomes froids sont principalement utilisées comme une manière d'accélérer les atomes en contrôlant exactement le nombre de reculs transférés. Nous allons ici évoquer brièvement deux applications exploitant l'accélération cohérente des atomes par oscillations de Bloch, avant d'y revenir plus en détail dans la suite de ce manuscrit : la mesure de la vitesse de recul du ^{87}Rb ainsi que la technique des « ascenseurs atomiques » pour contrôler la position et la vitesse des atomes.

Dans l'expérience visant à mesurer le rapport h/m , nous mettons à profit notre dispositif de mesure de vitesse, le capteur inertiel en configuration Ramsey-Bordé, auquel nous rajoutons une séquence de $N_R = 500$ oscillations de Bloch entre la sélection et la mesure.

Ainsi les atomes subissent un changement de vitesse $\Delta v = 2N_R v_r$ qui se traduit par un décalage Doppler $2k_{\text{eff}}\Delta v$. Nous mesurons ce dernier à l'aide de la position du centre des franges de l'interféromètre. Une oscillation de Bloch correspond à un incrément de fréquence égal à $2k_{\text{eff}}v_r \sim 30 \text{ kHz}$. L'utilisation de 500 oscillations de Bloch permet ainsi de diviser par 1000 l'incertitude statistique sur la mesure du rapport h/m .

Les oscillations de Bloch sont également utilisées pour choisir la position et la vitesse initiales des atomes avant l'interféromètre, via deux séries successives d'oscillations de Bloch. La première série accélère les atomes dans la direction souhaitée, et la deuxième

série les décélère. Nous pouvons ainsi avoir un contrôle très précis de la trajectoire des atomes. Cette technique est détaillée en partie 2.7.2, p.57.

Séparatrices à grand transfert d'impulsion

L'une des applications des oscillations de Bloch les plus recherchées dans la dernière décennie est celle des séparatrices atomiques à grand transfert d'impulsion, ou LMTBS (Large Momentum Transfer Beam Splitters) [CLADÉ et al. 2009 ; DENSCHLAG et al. 2002].

Les LMTBS à base d'oscillations de Bloch consistent à augmenter la séparation spatiale du paquet atomique afin d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre (équation (1.1.39)). Cette opération est réalisée à l'aide d'une impulsion de M oscillations de Bloch juste après la première impulsion $\pi/2$ de l'interféromètre de Ramsey-Bordé, ce qui améliore la sensibilité du dispositif d'un facteur $(M+1)$. Les séparatrices à LMT seront discutées en détail dans le chapitre 5.

L'objectif du présent travail de thèse a été de développer les divers aspects de ces applications utilisant des oscillations de Bloch, afin de les mettre en œuvre dans l'expérience. Le but de ces développements n'a pas seulement impliqué les mesures du rapport h/m , mais également la réalisation d'un gravimètre compact ou encore des LMTBS, sur le dispositif expérimental que nous allons décrire dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

L'expérience dédiée à la mesure du rapport h/m_{Rb} entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium a été initiée en 1998 au laboratoire Kastler Brossel, dans l'équipe de François BIRABEN. Cette expérience de métrologie de haute précision nécessite un dispositif expérimental complexe, du point de vue de l'optique, du refroidissement des atomes, et du contrôle ultra-précis des fréquences des lasers.

La majeure partie du dispositif expérimental décrit dans ce chapitre a été mise en place avant le début du présent travail de thèse [BATTESTI 2003 ; BOUCHENDIRA 2012 ; CADORET 2008 ; CLADÉ 2005]. Cette dernière a été en perpétuelle évolution depuis sa mise en œuvre.

La maîtrise d'un dispositif expérimental d'une telle complexité est cruciale, et représente une part importante du présent travail de thèse, dont les deux composantes principales ont été la recherche des effets systématiques (exactitude de la mesure) ainsi que l'amélioration de l'incertitude statistique (précision de la mesure).

Nous allons détailler ici tous les éléments communs à l'ensemble des mesures dont il est fait mention dans ce manuscrit. Les modifications apportées au dispositif dans le cadre de mesures spécifiques seront introduites au fil du manuscrit, dans les chapitres correspondants.

2.1 Cellule ultra-vide

Nous utilisons une cellule ultra-vide en titane munie de hublots en verre *BK7* et en silice, permettant plusieurs accès optiques aux atomes. La cellule est composée de deux compartiments séparés par une vanne à tiroir : un pour le piège magnéto-optique à deux dimensions (2D-MOT) et l'autre pour le piège à trois dimensions (3D-MOT) (Figure 2.1). Un vide différentiel entre les deux permet de séparer les atomes froids

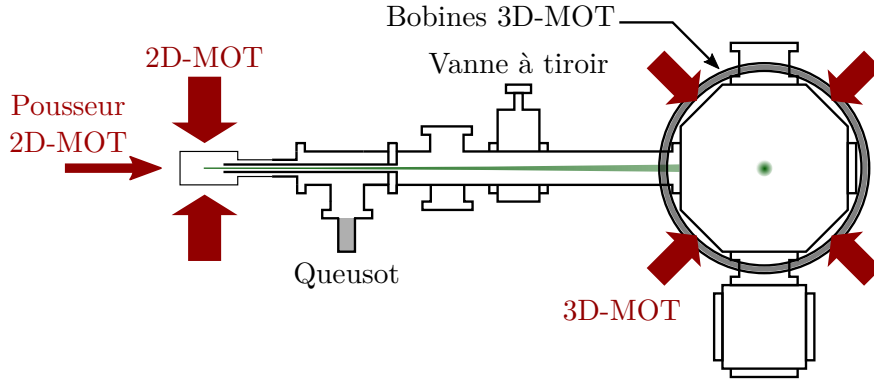


Fig. 2.1 Vue schématique de profil de la cellule à vide, comprenant le 2D-MOT, le 3D-MOT, ainsi que les bobines générant le gradient de champ magnétique nécessaire au 3D-MOT.

dans le 3D-MOT de la vapeur résiduelle de rubidium. Pour le 2D-MOT, le vide est proche de 10^{-8} mbar, et pour le 3D-MOT, de l'ordre de 10^{-10} mbar.

Le 2D-MOT est un dispositif de refroidissement laser permettant de refroidir les atomes dans deux directions de l'espace, à l'aide de la technique de refroidissement Doppler [WINELAND et ITANO 1979], puis de les piéger à l'aide de forces magnéto-optiques [RAAB et al. 1987; TOWNSEND et al. 1995]. Il est utilisé pour produire un jet d'atomes froids, très peu divergent, afin de charger les atomes dans le 3D-MOT. Nous pouvons charger typiquement quelques 10^8 atomes dans notre 3D-MOT en 500 ms environ. Un tel dispositif permet d'atteindre des flux atomiques jusqu'à 10^{11} atomes/s. En pratique, nous avons un flux de quelques 10^9 atomes/s.

Le gradient de champ magnétique dans le 3D-MOT est généré par deux bobines circulaires (diamètre 30 cm) en configuration anti-Helmholtz. Lors de la phase de piégeage, ces bobines sont parcourues par un courant d'intensité 3 A. Le gradient de champ magnétique résultant dans la cellule est d'environ 15 G/cm.

2.2 Piégeage des atomes

Le piégeage est réalisé à l'aide d'un faisceau laser « piège » désaccordé vers le rouge de la transition $5^2S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 3)$ (Figure 2.2). Un faisceau « repompeur » accordé sur la transition $5^2S_{1/2} (F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 2)$ est superposé au piège afin de remettre dans l'état $|F = 2\rangle$ les atomes qui sont tombés dans l'état $|F = 1\rangle$, pour continuer à les refroidir.

Un faisceau « pousseur » permet de produire le jet atomique à partir des atomes dans notre 2D-MOT pour charger le 3D-MOT. Ce faisceau est résonant avec la transition $5^2S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 3)$.

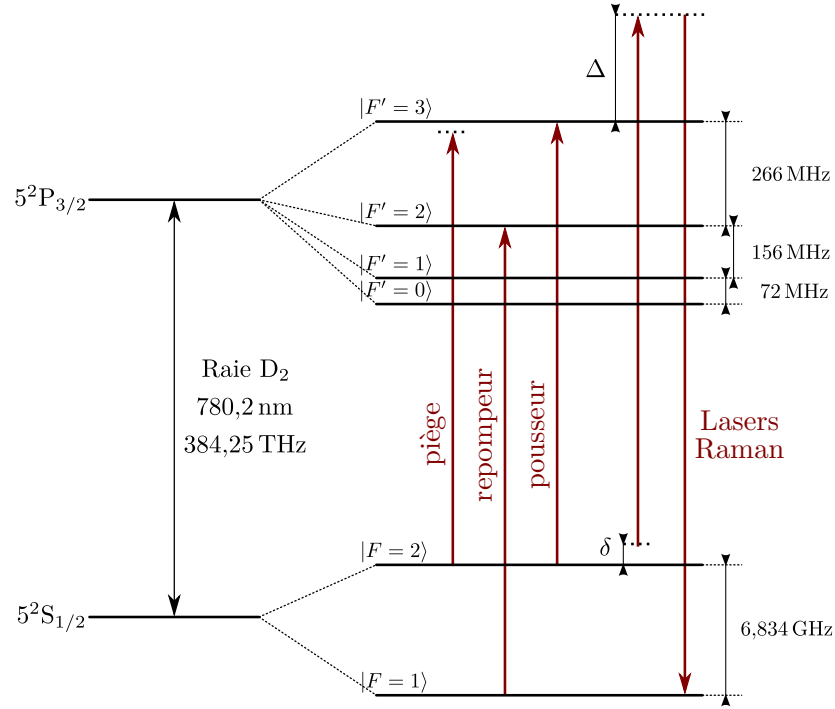


Fig. 2.2 Représentation des niveaux d'énergie du ^{87}Rb pour la transition D_2 , avec les principaux faisceaux lasers utilisés dans la séquence temporelle de l'expérience.

La Figure 2.3 schématise la séquence temporelle utilisée pour la phase du 3D-MOT. Le désaccord du piège par rapport à la transition cyclante est de $-1,6\Gamma$ pendant 40 ms après la coupure du 2D-MOT, et le gradient de champ magnétique est maintenu constant à 15 G/cm.

Le piège magnéto-optique est ensuite relâché en plusieurs étapes, dont la première consiste à augmenter le désaccord jusqu'à $-3,8\Gamma$ pendant 50 ms, ce qui s'accompagne d'une rampe de courant dans les bobines jusqu'à leur extinction. Le courant n'est pas coupé brutalement car cela provoque une légère vibration mécanique des bobines qui induit un effet systématique.

La phase de 3D-MOT permet d'atteindre la limite Doppler de refroidissement, c'est-à-dire une température limitée par la largeur naturelle du niveau excité utilisé pour le refroidissement, $5^2P_{3/2}$ ($F' = 3$). Comme il est usuel dans le domaine des atomes froids, nous utilisons ensuite une technique de mélasse optique nous permettant de dépasser cette limite Doppler et atteindre une température de 4 μK environ.

La séquence temporelle utilisée pour la phase de la mélasse optique est également représentée sur la Figure 2.3. On continue de désaccorder le laser piège en augmentant encore le désaccord, jusqu'à $-6,8\Gamma$. Cette première phase de la mélasse dure 100 ms.

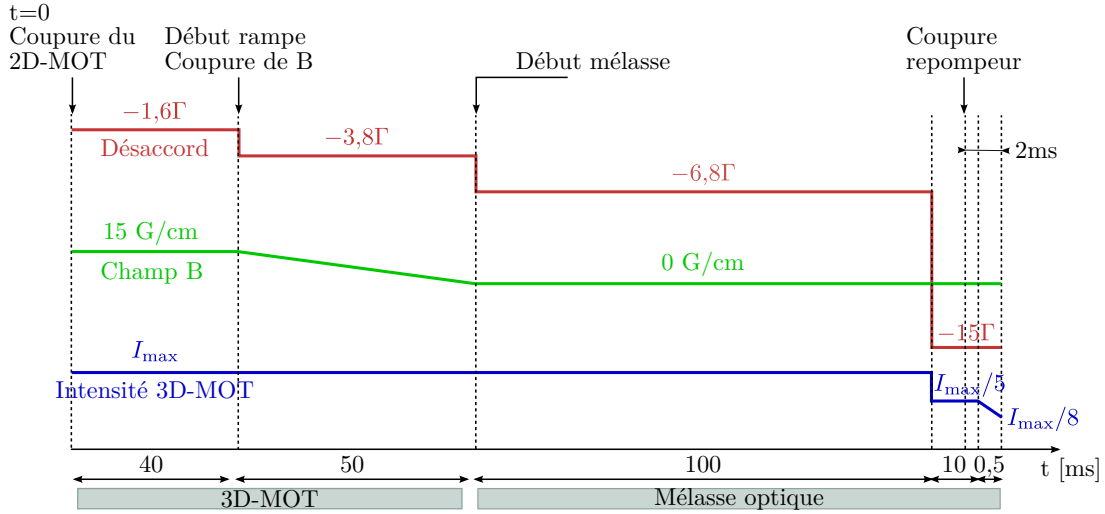


Fig. 2.3 Variation du désaccord du faisceau piège, du gradient de champ magnétique et de l'intensité du faisceau piège, pendant la séquence temporelle du 3D-MOT et de la mélasse optique.

Après cette phase, le laser piège est fortement désaccordé (de -15Γ), ce qui est combiné à une chute d'un facteur 5 sur l'intensité du faisceau piège. Cette deuxième phase de la mélasse dure 10 ms.

Finalement, l'intensité de la mélasse est graduellement baissée jusqu'à l'extinction du faisceau, afin de libérer les atomes de façon adiabatique. Ils sont alors en chute libre, et leur état quantique est ensuite préparé pour l'interféromètre. À la fin de la séquence, le nombre d'atomes dans les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ est mesuré par une technique de temps de vol qui sera introduite plus loin.

La Figure 2.4 est une image par absorption des $\sim 3 \times 10^8$ atomes du nuage atomique lorsqu'il est piégé dans la mélasse optique [BOUCHENDIRA 2012]. La taille du nuage est de l'ordre de 5 mm.

2.3 Les lasers de piégeage

Le dispositif optique est décrit sur la Figure 2.5. Nous utilisons, pour tous nos lasers, des diodes lasers en cavité étendue, montées au laboratoire. La longueur des cavités est de 15 cm, et elles comportent un filtre interférentiel ainsi qu'un miroir contrôlé par un élément piézoélectrique, permettant de sélectionner la fréquence du laser.

Afin d'obtenir la puissance optique nécessaire à réaliser le piégeage, il faut amplifier les puissances du piège et du repompeur, qui sont de l'ordre de 10 à 20 mW pour chacun. Nous utilisons un amplificateur à semi-conducteur (MOPA, *Master Os-*

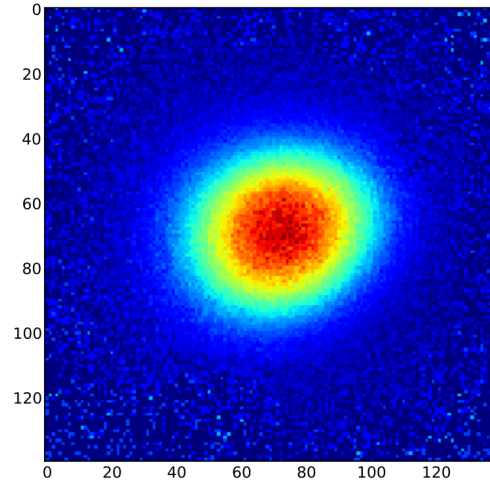


Fig. 2.4 Imagerie par absorption du nuage constitué d'environ 3×10^8 atomes froids, à une température proche de $4 \mu\text{K}$. Chaque pixel correspond à environ $64 \mu\text{m}$.

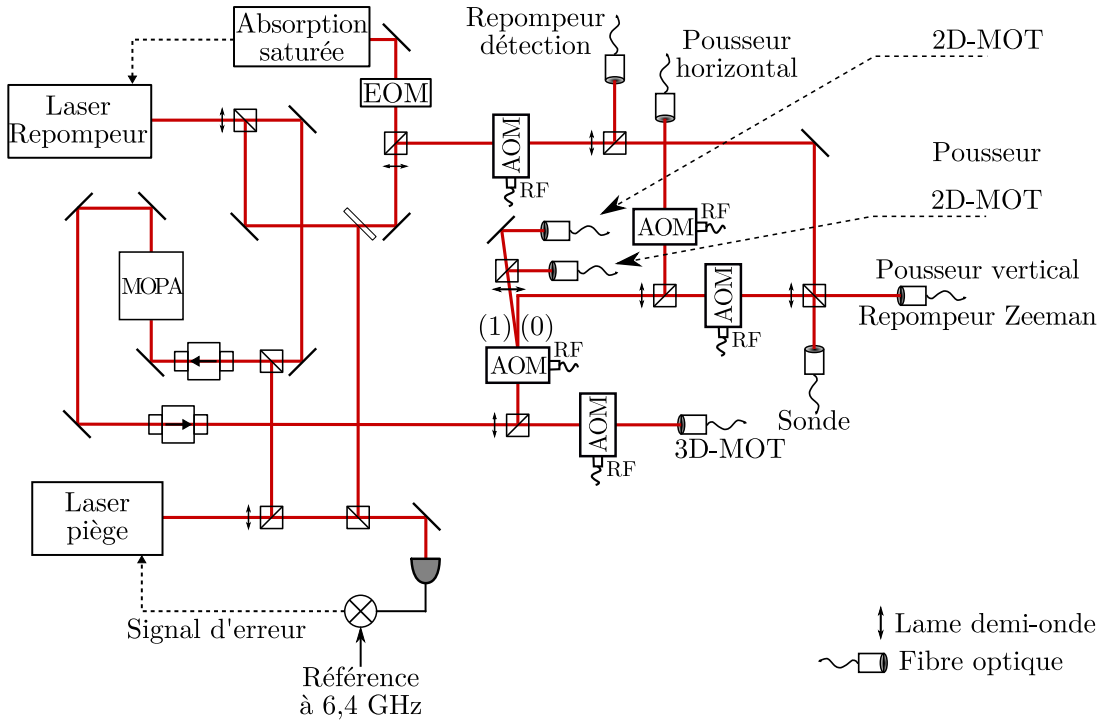


Fig. 2.5 Schéma du banc optique utilisé pour le refroidissement des atomes. Le laser repompeur est asservi sur une absorption saturée, et le laser piège est asservi en fréquence sur le repompeur à l'aide d'un battement optique.

cillator Power Amplifier) amplifiant ces deux faisceaux jusqu'à 700 mW et 200 mW, respectivement, pour un courant de pompe de 1,9 A.

Tous les faisceaux utilisés pour le piégeage sont issus de la même diode laser (laser « piège »). Les six faisceaux nécessaires pour piéger les atomes à trois dimensions sont issus d'un coupleur de fibres commercial de marque Schäfter+Kirchhoff. Le système est positionné sur le marbre de l'expérience, il est donc préservé des vibrations du sol. Cela permet entre autres d'éviter des fluctuations de couplage dans les fibres. Chaque faisceau sortant est polarisé circulairement, et a une puissance optique de 17 mW pour un diamètre de 1 cm.

Le laser repompeur est asservi sur une absorption saturée dans une cellule de rubidium. Le laser piège est asservi en fréquence sur le repompeur à l'aide d'un battement optique.

La fréquence des lasers est modifiée directement en contrôlant le courant d'alimentation des diodes, et non pas via les modulateurs acousto-optiques (AOM). Nous utilisons principalement les AOM comme des interrupteurs optiques, pour pouvoir éteindre ou allumer des faisceaux très rapidement (le temps de montée est de l'ordre d'une centaine de ns).

Ces AOM présentent tout de même quelques « fuites » qui font que les faisceaux ne sont jamais intégralement éteints. Afin de pallier ces fuites, nous doublons les AOM avec des interrupteurs mécaniques, qui viennent physiquement bloquer les faisceaux à l'aide de petits relais. Ces interrupteurs sont très efficaces car ils bloquent intégralement la lumière, mais leur principal défaut provient de leur inertie mécanique qui rend leur maniement plus lent que les AOM. La combinaison des deux techniques permet malgré tout d'avoir un très bon contrôle sur les faisceaux, à la fois rapide et efficace.

2.4 Les lasers Raman

Les faisceaux Raman sont issus de deux diodes lasers en cavité étendue, tout comme les lasers piège et repompeur mentionnés ci-dessus. La Figure 2.6 représente le trajet de chacun des faisceaux Raman avant d'atteindre la cellule ultra-vide. Ils sont en polarisations linéaires, orthogonales entre elles.

Les faisceaux Raman 1 et 2 sont recombinaés sur un cube polariseur avant d'être injectés dans un modulateur acousto-optique en simple passage. L'ordre 1 de diffraction de cet AOM est aligné avec la fibre qui achemine les faisceaux vers la cellule ultra-vide et les atomes. L'AOM joue donc le rôle d'interrupteur optique, et permet également de contrôler la forme temporelle de l'impulsion Raman. Différents profils temporels d'impulsion Raman ont été étudiés, ce qui est détaillé un peu plus loin dans cette section.

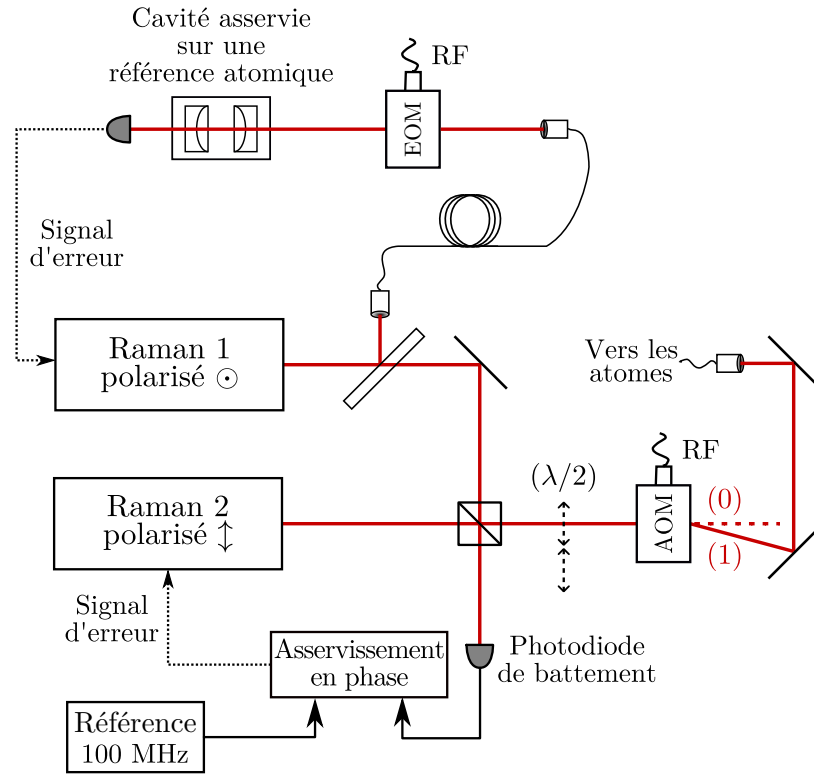


Fig. 2.6 Banc d'optique servant à générer et contrôler les faisceaux Raman. Le laser Raman 1 est stabilisé en fréquence sur une cavité Fabry-Perot ultra-stable, elle-même asservie sur une référence atomique à deux photons du ^{85}Rb . Le laser Raman 2 est asservi en phase sur le laser Raman 1 en contrôlant le signal de battement optique. Les deux faisceaux Raman passent par un modulateur acousto-optique avant d'être injectés dans une fibre optique.

L'expérience visant à mesurer le rapport h/m nécessite un contrôle ultra-précis de la différence de fréquence entre les deux faisceaux Raman, dont la connaissance intervient directement sur notre mesure. Une partie du faisceau Raman 1 est prélevée par une lame partiellement réfléchissante, et envoyée via une fibre optique vers une cavité Fabry-Perot de référence, servant à stabiliser la diode Raman 1 en fréquence. Cette cavité est elle-même stabilisée sur une référence atomique à deux photons du ^{85}Rb entre les niveaux $5S_{1/2}$ et $5D_{5/2}$. Le dispositif optique correspondant est décrit dans la section 2.6.

La diode Raman 2 est ensuite asservie en phase sur la première diode, à l'aide d'une photodiode rapide qui mesure le battement optique entre les deux diodes Raman. La boucle d'asservissement en phase est détaillée sur la Figure 2.7.

Un générateur de signal arbitraire (Rigol *DG5000*) produit un signal sinusoïdal à $50\text{ MHz} - df$ sur sa voie 1 et un signal à $86\text{ MHz} - \delta$ sur sa voie 2 :

- Lors de la sélection, δ est égal au désaccord Raman de la sélection δ_{sel} , puis δ vaut δ_{mes} pendant la mesure ;
- df est utilisé pour réaliser la rampe de fréquence de compensation de la gravité, ci-après la « rampe anti- g », et correspond à chaque instant au décalage Doppler induit par la gravité sur les atomes :

$$df(t - t_0) = 2 \left(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} \right) \times (t - t_0) \quad (2.4.1)$$

où t_0 correspond à la fin de la mélasse, quand les atomes ont une vitesse verticale moyenne nulle. Cette rampe anti- g permet de rester résonant avec la même classe de vitesse atomique tout au long de leur chute libre. Pour le ^{87}Rb l'effet Doppler induit par g correspond à un changement de fréquence de l'ordre de 25 MHz/s .

Les signaux des deux voies du générateur Rigol sont ensuite mélangés, puis filtrés et amplifiés pour sortir le signal (A), à $136\text{ MHz} - df - \delta$. Parallèlement, le battement optique des Raman est mélangé à une référence de fréquence à $6,298\text{ GHz}$ générée par un synthétiseur (Rohde & Schwarz *SMA100A*). Le signal résultant à 536 MHz est mélangé au signal (A) pour sortir un signal à $400\text{ MHz} + \delta + df$ qui est injecté dans la boucle d'asservissement en phase (*Phase-Lock Loop*, PLL). Le signal d'erreur produit est utilisé pour rétroagir sur la tension de la cale piézoélectrique et sur le courant de la diode Raman 2.

L'interrupteur (« Switch ») en sortie du Rigol est contrôlé via une commande TTL et permet de commuter entre le signal à $136\text{ MHz} - \delta - df$ sortant du Rigol, et un signal à fréquence fixe (136 MHz) généré par un VCO (*Voltage Controlled Oscillator*). Ce système est utilisé pour éviter que l'asservissement en phase ne soit interrompu au moment où la voie 2 du Rigol est reprogrammée pour passer de δ_{sel} à δ_{mes} ; en effet, lors

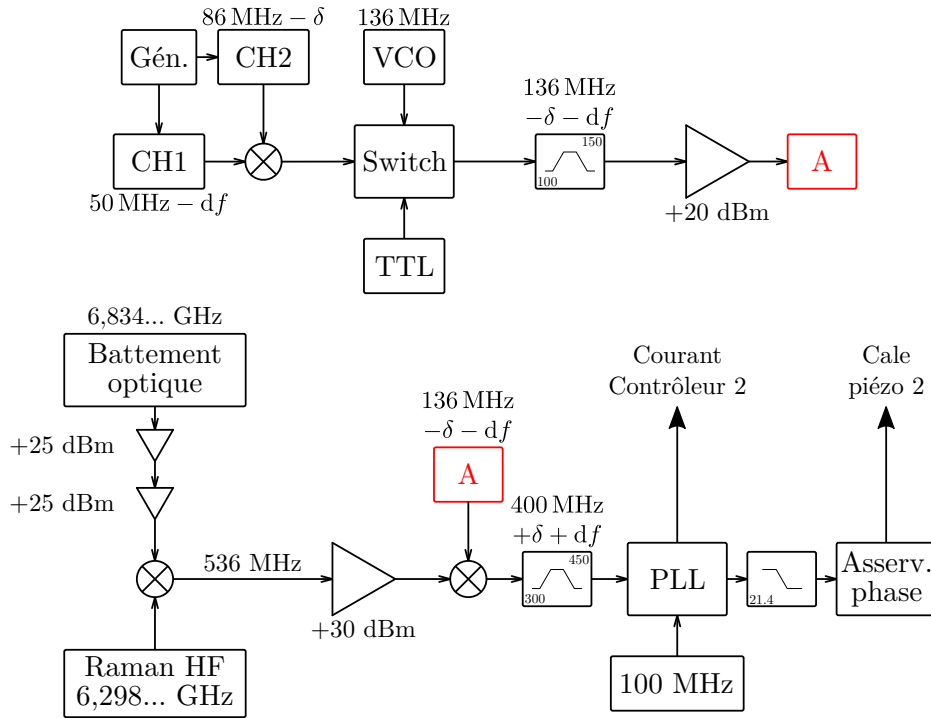


Fig. 2.7 Chaîne de fréquence utilisée pour contrôler la différence de fréquence entre les deux lasers Raman. Gén. : générateur de signal arbitraire (Rigol DG5000) dont les deux voies de sortie sont utilisées pour générer la rampe de fréquence de compensation de la gravité (df) ainsi que pour contrôler le désaccord entre les faisceaux Raman (δ).

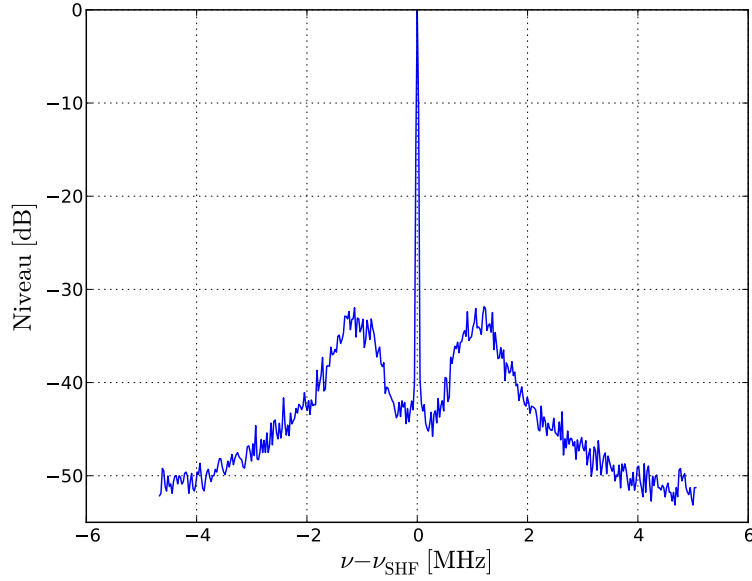


Fig. 2.8 *Battement typique entre les faisceaux Raman asservis en phase (la résolution de l'analyseur de spectre est de 10 kHz).*

de cette reprogrammation, le Rigol arrête la génération du signal, et l'asservissement en phase « saute ».

Un signal typique de battement entre les faisceaux Raman après avoir branché l'asservissement en phase est représenté sur la Figure 2.8. Ce signal est obtenu à l'aide d'un analyseur de spectre.

Comme mentionné précédemment, notre configuration des lasers, au niveau des atomes, est verticale (Figure 2.9(a)). Les faisceaux Raman 1 et 2 sont en polarisations *linéaire-linéaire* orthogonales, et proviennent de la même fibre optique, qui arrive par le haut de la cellule. Après avoir traversé la cellule, les faisceaux atteignent un cube polariseur qui sépare les deux faisceaux Raman. Le faisceau réfléchi est rejeté et n'est pas réutilisé par la suite. Le faisceau transmis arrive sur un miroir contrôlé par une cale piézoélectrique, qui assure la rétro-réflexion du faisceau vers les atomes.

La polarisation des faisceaux Raman est contrôlée préalablement à leur entrée dans la cellule. Ce contrôle est rendu possible par une lame $\lambda/2$ (représentée sur la Figure 2.6, p.31), que l'on peut positionner sur ou en-dehors du trajet des faisceaux, à l'aide d'un moteur commandé par le programme informatique.

Dans le cas où la lame $\lambda/2$ est présente sur le trajet des Raman, le faisceau Raman 1 est alors transmis par le cube, et le faisceau Raman 2, rejeté (c'est la configuration décrite sur la Figure 2.9(a)). Le vecteur d'onde effectif de la transition contra-propagante

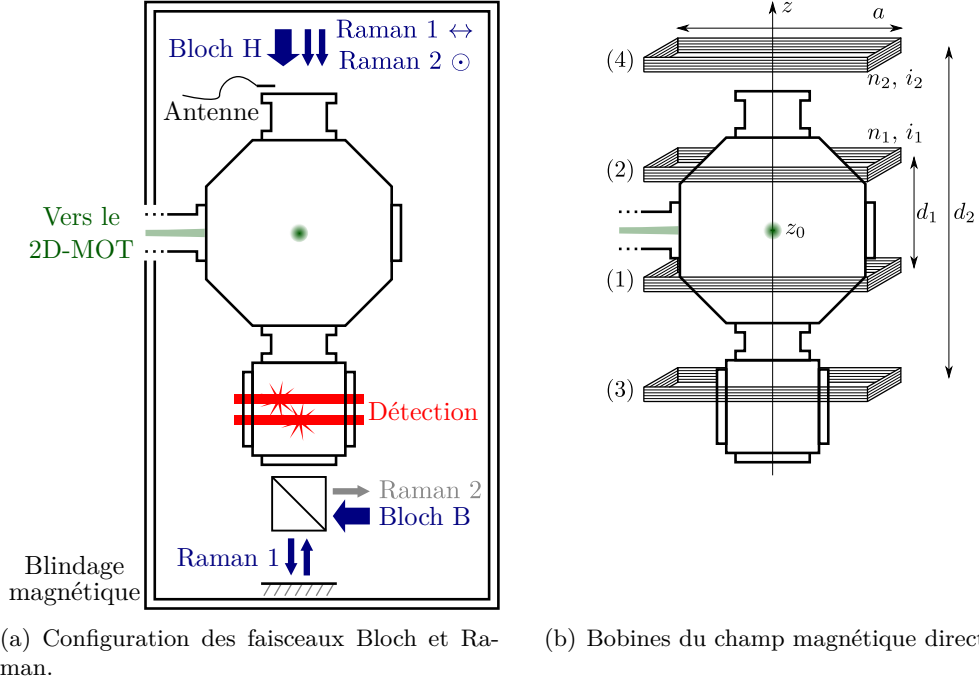


Fig. 2.9 Vues de profil schématiques de la cellule ultra-vide ; (a) configuration des différents faisceaux Bloch et Raman, et (b) configuration des quatre bobines permettant de produire le champ magnétique directeur vertical.

effectuée par les atomes est alors

$$\vec{k}_{\text{eff}}^{(1)} = (k_2 - k_1)\vec{e}_z \quad (2.4.2)$$

Si l'on échange les polarisations des faisceaux Raman (en positionnant la lame $\lambda/2$ hors du trajet des faisceaux) la situation est inversée : le faisceau Raman 2 est rétro-réfléchi par le miroir en contrebas de la cellule, tandis que le faisceau Raman 1 est rejeté. Le vecteur d'onde effectif de la transition contra-propageante devient donc

$$\vec{k}_{\text{eff}}^{(2)} = (k_1 - k_2)\vec{e}_z = -\vec{k}_{\text{eff}}^{(1)} \quad (2.4.3)$$

L'insertion de la lame $\lambda/2$ permet donc d'inverser le sens du vecteur \vec{k}_{eff} . Par convention nous distinguerons dorénavant ces deux configurations par le nombre ϵ_R , le « sens Raman », tel que

$$\epsilon_R = \begin{cases} +1 & \text{si } \vec{k}_{\text{eff}} \text{ est dirigé vers le haut} \\ -1 & \text{si } \vec{k}_{\text{eff}} \text{ est dirigé vers le bas} \end{cases} \quad (2.4.4)$$

Comme nous le verrons par la suite, la possibilité d'échanger le sens des Raman sera exploitée dans notre protocole expérimental pour s'affranchir de certains effets systématiques, tels que les déplacements lumineux ou l'effet Zeeman.

Nous utilisons de plus deux paires de bobines, (1)+(2) et (3)+(4), centrées sur l'axe vertical afin de créer un champ magnétique constant et uniforme le long de l'axe (Figure 2.9(b)). Ce champ permet de définir l'axe de quantification de l'expérience, qui est l'axe vertical z dans notre cas. Nous contrôlons le courant i_1 envoyé dans les bobines (1) et (2) via une alimentation de courant pilotée en tension, ce qui nous permet de changer la valeur du champ magnétique directeur. Cela permet de réaliser des études approfondies du champ magnétique (voir partie 4.4.1). La valeur de la tension de consigne de l'alimentation habituellement utilisée est $B_{\text{dir}} = 0,5 \text{ V}$, ce qui correspond à un champ magnétique moyen d'environ 115 mG à proximité du centre du piège z_0 .

2.4.1 Étude de plusieurs profils temporels d'impulsion Raman

Nous avons étudié plusieurs types de profils temporels, d'abord dans le cas d'impulsions simples comme un triangle ou une fonction de Blackman, puis dans le cas d'impulsions composites dont la grande efficacité a déjà été démontrée [CUMMINS, LLEWELLYN et JONES 2003].

Impulsions simples

Nous avons déjà défini l'angle θ d'une impulsion carrée de durée τ et d'amplitude Ω par la relation suivante

$$\Omega \times \tau = \theta \quad (2.4.5)$$

L'angle d'une impulsion est toujours défini si l'impulsion n'est plus carrée mais possède une amplitude dépendante du temps $\Omega(t)$:

$$\int_0^\tau |\Omega(t)| dt = \theta \quad (2.4.6)$$

Nous avons comparé plusieurs formes d'impulsions simples (Figure 2.10) : fenêtre carrée, fenêtre triangulaire et fenêtre de Blackman. La fonction de Blackman est très utilisée en traitement du signal car son spectre présente des lobes secondaires extrê-

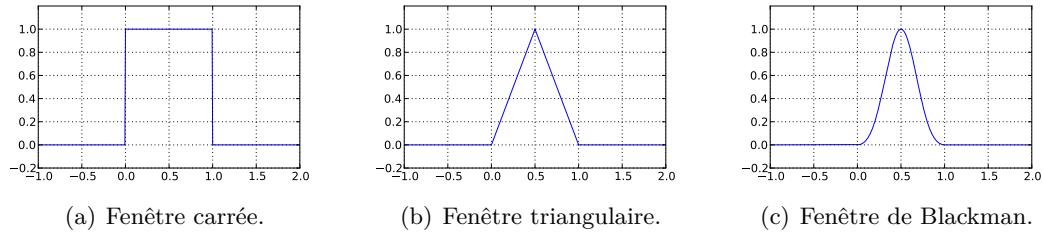


Fig. 2.10 Les différentes formes temporelles des impulsions Raman étudiées : (a) carrée, (b) triangulaire et (c) de Blackman.

mement réduits (-67 dB par rapport au pic principal). Elle s'exprime par

$$h(t) = \begin{cases} 0,42 - 0,5 \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) + 0,08 \cos\left(\frac{4\pi}{T}t\right) & \text{pour } 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2.4.7)$$

La Figure 2.11 est obtenue en calculant la probabilité de transition de ces impulsions lorsque l'on balaye le désaccord δ . Les fenêtres triangulaire et de Blackman réduisent considérablement les pics secondaires présents sur le spectre de l'impulsion carrée. Expérimentalement, il se révèle intéressant de les supprimer car la présence de ces lobes signifie que les atomes sélectionnés par l'impulsion n'auront pas tous la même vitesse (correspondant au pic central). Le contraste des franges de l'interféromètre sera donc réduit.

La fenêtre triangulaire présente une sélection en vitesse moins étroite que la fenêtre carrée, mais plus que la fenêtre de Blackman, tout en ne présentant pas de lobe secondaire.

Nous observons ensuite l'effet de ces formes d'impulsions sur les spectres à la fin de l'interféromètre. La Figure 2.12 montre les résultats obtenus sur l'enveloppe des spectres, ou, de manière équivalente, sur la distribution de vitesse après deux impulsions Raman π contra-propageantes. Cela révèle une meilleure efficacité de transfert pour les fenêtres triangulaire et de Blackman, et donc un meilleur contraste, ce qui est confirmé par l'expérience.

Encore une fois, la fenêtre triangulaire résulte en un spectre plus étroit que pour la fenêtre de Blackman, ce qui est un avantage pour avoir une meilleure incertitude sur la détermination du centre des franges. Cette fenêtre est donc un bon candidat pour remplacer la fenêtre carrée usuelle.

Finalement, ces impulsions non carrées permettent d'optimiser l'efficacité de transfert, et donc le contraste de l'interféromètre. Une étude approfondie des effets systé-

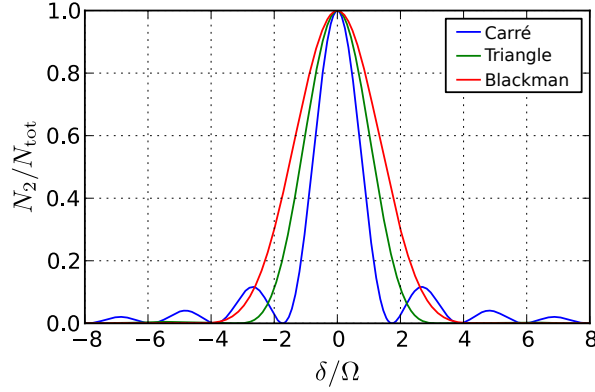
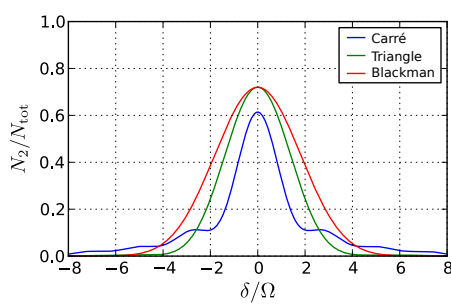
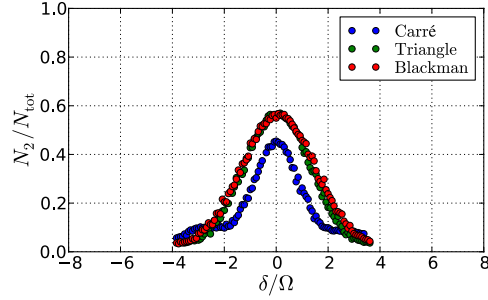


Fig. 2.11 Proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ après une impulsion Raman, pour différentes fenêtres temporelles de l'impulsion : carrée, triangulaire, Blackman. L'absence de lobes secondaires dans le spectre des impulsions triangulaire et de Blackman permet en principe de limiter la perte de contraste dans l'interféromètre.



(a) Simulation.



(b) Données expérimentales.

Fig. 2.12 Proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ après deux impulsions Raman π contra-propageantes, en fonction du désaccord Raman δ . Ces figures représentent également l'enveloppe des spectres obtenus en configuration Ramsey-Bordé. Le contraste des impulsions triangulaire et de Blackman est supérieur à celui de l'impulsion carrée.

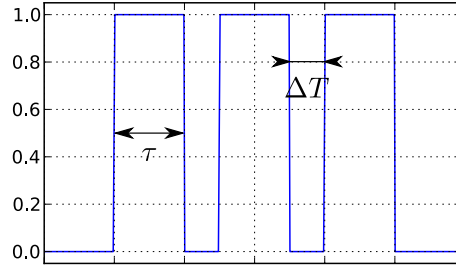


Fig. 2.13 Forme temporelle de l'impulsion SCROFULOUS, composée de trois impulsions carrées.

matiques causés par le changement de forme de l'impulsion Raman serait cependant nécessaire avant de pouvoir les utiliser pour notre interféromètre atomique, dans l'objectif de réduire l'incertitude statistique sur la mesure du rapport h/m .

Impulsions composites

Les impulsions composites ont été étudiées en profondeur dans le domaine de l'information quantique [CUMMINS, LLEWELLYN et JONES 2003], principalement pour lutter contre les effets systématiques qui peuvent rapidement s'accumuler dans ce domaine (le traitement des données comporte de longues séries d'opérations en cascade). Certains effets systématiques sont liés à des erreurs sur la durée des impulsions utilisées lors de la manipulation des qubits. Le rôle de l'impulsion SCROFULOUS (*Short Composite ROTation For Undoing Length Over- and Under-Shoot*) est de permettre des opérations élémentaires (rotations du qubit sur la sphère de Bloch) dont le résultat est indépendant de la durée de l'impulsion. Le principe de ces impulsions est représenté en Figure 2.13.

Ce type de techniques peut très bien être adapté à notre expérience. L'efficacité de transfert d'une impulsion Raman SCROFULOUS pour une durée de chaque créneau $\tau = \pi$ est représentée en Figure 2.14. Les points expérimentaux ont été ajustés par le résultat d'une simulation numérique.

L'intérêt de cette impulsion composite est visible sur cette figure : le pic central est très plat, ce qui signifie que si une erreur expérimentale se produit sur la durée de l'impulsion ou sa fréquence δ , la probabilité de transition restera globalement constante et le nombre d'atomes sélectionnés dans l'interféromètre restera maximal. Cependant, les pics secondaires sont très présents aux alentours de ± 2 kHz, ce qui réduirait inévitablement le contraste des franges de l'interféromètre.

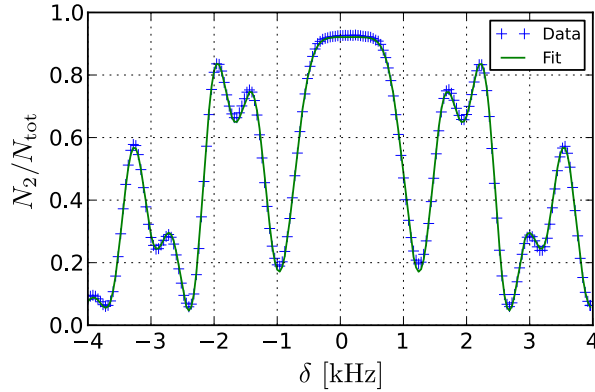


Fig. 2.14 Proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction du désaccord Raman δ , après une impulsion SCROFULOUS. Les données expérimentales sont ajustées par le résultat d'une simulation numérique.

En conclusion, la forme d'impulsion SCROFULOUS étudiée a des avantages en termes d'efficacité de sélection, cependant la distribution de vitesse des atomes sélectionnés ne convient pas pour notre application.

2.5 Le laser Bloch

Afin de générer les faisceaux nécessaires pour faire des oscillations de Bloch, nous avons besoin d'une source laser puissante, fiable et stable. De plus, le contrôle de sa fréquence doit être rigoureux pour assurer l'exactitude de la mesure du rapport h/m , ainsi que la meilleure efficacité possible pour les oscillations de Bloch.

2.5.1 Source laser

La source des faisceaux Bloch est un laser Titane-Saphir (Ti:Sa) fabriqué au laboratoire par François BIRABEN. Ce laser génère environ 3 W à une fréquence proche de 780 nm. La pompe utilisée est un laser Verdi à 18 W (Coherent). Le laser est asservi en fréquence sur la référence à deux photons, tout comme la diode Raman 1.

Le Ti:Sa est accordable sur une large gamme spectrale via trois éléments optiques successifs : un filtre de Lyot sélectionne une zone de longueur d'onde d'environ $0,5 \text{ \AA}$ de large (24,5 GHz environ) ; un étalon mince permet ensuite une sélection sur une plage de fréquences de 8 GHz ; puis une cavité Fabry-Perot épaisse, de longueur modulable par un élément piézoélectrique, sélectionne un pic de la cavité (son ISL vaut environ 0,18 GHz).

2.5.2 Contrôle des faisceaux

Nous devons à la fois contrôler l'intensité des faisceaux Bloch, ainsi que leur fréquence, qui définit la vitesse du réseau optique. Pour cela nous utilisons des modulateurs acousto-optiques en double passage.

Le montage optique est décrit sur la Figure 2.15. Le faisceau laser issu du Ti:Sa, de fréquence ν_B , est divisé en deux parties d'intensités égales par un système de cubes et de lames $\lambda/2$. Chacun des faisceaux résultants passe dans un AOM en double passage, dont l'injection est réalisée pour optimiser l'ordre 1 de la diffraction. Un miroir sphérique réfléchit le faisceau qui est de nouveau diffracté à l'ordre 1 de l'AOM, en sens inverse. La fréquence du faisceau sortant est alors $\nu_B + 2\nu_{\text{AOM}}$ avec ν_{AOM} la fréquence de l'onde RF dans le cristal de l'AOM.

L'intérêt d'un dispositif en double passage est donc de pouvoir modifier la fréquence de chacun des faisceaux Bloch indépendamment, en contrôlant la fréquence ν_{AOM} envoyée à l'AOM, sans changer l'alignement géométrique du faisceau. De plus, l'intensité du signal transmis aux AOM permet de contrôler l'intensité de chaque faisceau. Les AOM rendent donc possibles à la fois le contrôle de la fréquence des faisceaux, et le contrôle de leur intensité.

La courbe de réponse de l'un de ces AOM en double passage est représentée sur la Figure 2.16. Nous mesurons la puissance injectée dans la fibre (B), en fonction de la fréquence ν_c de consigne utilisée pour piloter l'AOM. La fréquence ν_c s'écrit en fonction de la fréquence ν_{AOM} réelle dans le cristal de l'AOM (voir section suivante) :

$$\nu_c = \frac{\nu_{\text{AOM}} - 79}{2} + 10 \quad (2.5.1)$$

où ν_{AOM} est exprimée en MHz. La réponse du système est presque constante sur la plage de fréquences utilisée dans l'expérience, soit entre 8 MHz et 12 MHz.

L'un des faisceaux Bloch est injecté dans la fibre du bas (B), tandis que l'autre faisceau est injecté dans l'ordre -1 de l'AOM des Raman¹. Lorsque l'AOM Raman est allumé, seuls les faisceaux Raman sont injectés dans la fibre (H) ; au contraire, lorsque l'AOM ne diffracte pas, c'est le faisceau Bloch qui est injecté dans la fibre (H).

L'un des faisceaux Bloch (« Bloch H ») est acheminé vers les atomes par la même fibre que les faisceaux Raman. Sa polarisation fait qu'il est toujours rejeté par le cube polariseur en contrebas de la cellule. L'autre faisceau Bloch (« Bloch B ») arrive dans l'autre sens, par une deuxième fibre, sur le cube polariseur. Ce faisceau est réfléchi par le cube avant d'atteindre les atomes. C'est ainsi que nous générons l'onde stationnaire permettant de créer un réseau optique.

1. Nous rappelons que les faisceaux Raman sont injectés dans l'ordre 0 de cet AOM.

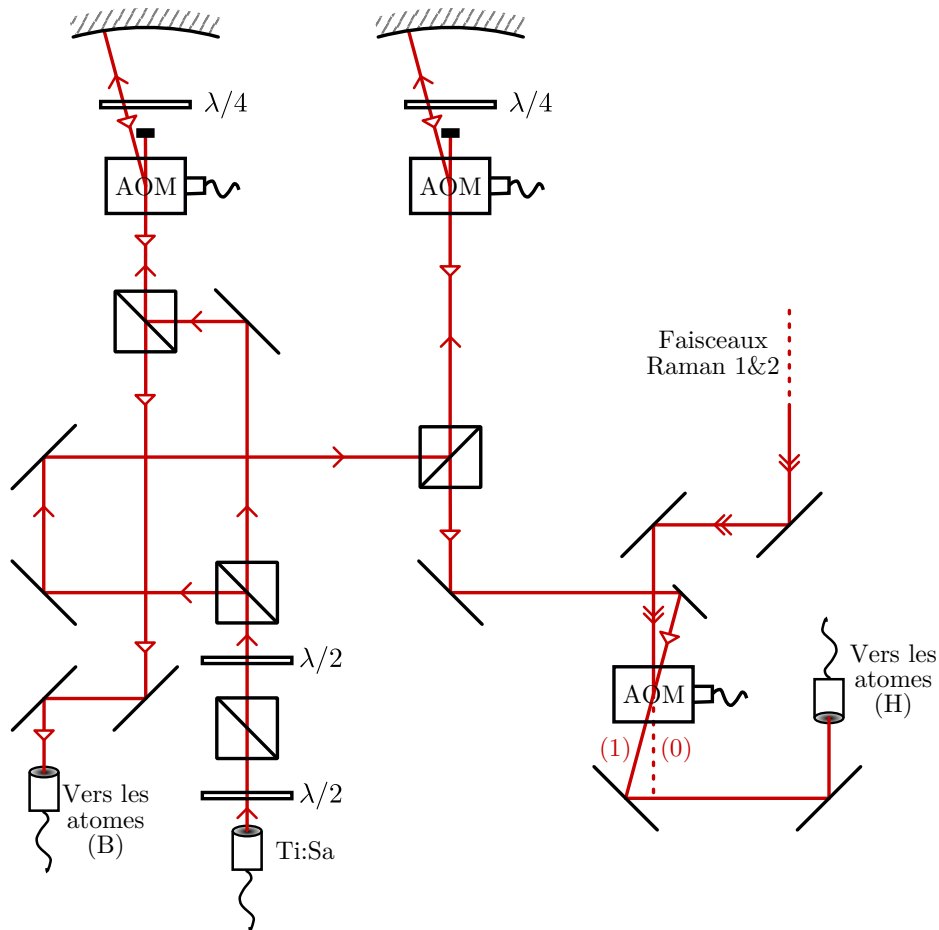


Fig. 2.15 Schéma du banc optique des faisceaux Bloch. Le faisceau d'environ 3 W issu du laser Ti:Sa est séparé en deux faisceaux d'égale intensité, injectés dans deux AOM indépendants en double passage permettant de contrôler la fréquence et l'intensité de chaque faisceau Bloch. Ces faisceaux sont ensuite injectés dans deux fibres optiques afin d'atteindre la cellule à vide par le haut (H) ou par le bas (B).

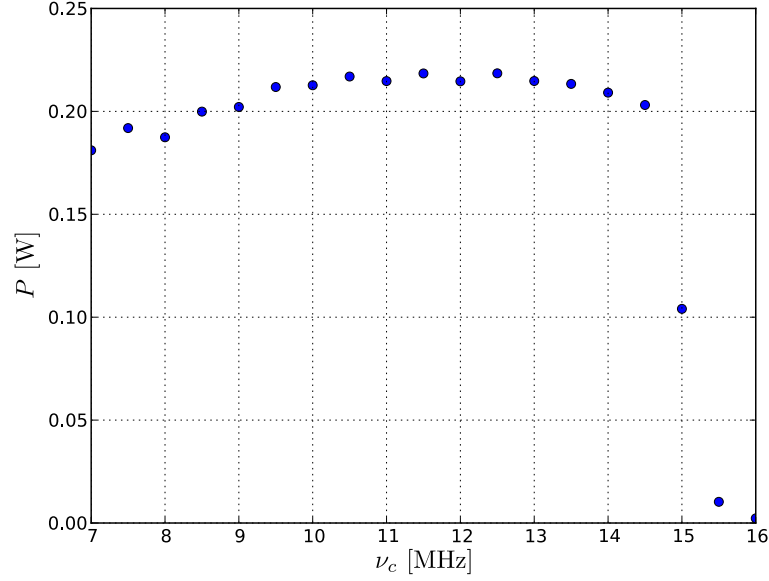


Fig. 2.16 Courbe de réponse des AOM Bloch en double passage. La puissance optique injectée dans la fibre Bloch du bas (B) est représentée en fonction de la fréquence ν_c de consigne utilisée pour piloter l'AOM.

Génération du signal de contrôle des AOM de Bloch

Nous générons le signal des AOM à l'aide d'une carte analogique National Instruments *NI-5411*. Ce signal est centré autour de 10 MHz, de la forme

$$\nu(t) = 10 \text{ MHz} + \delta\nu(t) \quad (2.5.2)$$

Les AOM sont pilotés par un signal proche de 79 MHz ; nous devons donc ramener le signal généré par la carte NI à 79 MHz. Ce procédé est décrit dans [BOUCHENDIRA 2012]. De plus, la rampe de fréquence est appliquée en sens opposé sur les deux AOM, afin que les atomes perçoivent toujours la même longueur d'onde pour les deux faisceaux Bloch. Cela permet également de s'assurer que la réponse des AOM en double passage reste la plus constante possible, en diminuant de moitié la plage de fréquence utilisée sur chaque AOM. Nous obtenons finalement deux signaux, ν_{AOM}^+ et ν_{AOM}^- , de la forme

$$\nu_{\text{AOM}}^{\pm} = 79 \text{ MHz} \pm 2\delta\nu(t) \quad (2.5.3)$$

Le contrôle précis de la fréquence des faisceaux est important pour que les atomes puissent suivre le réseau optique. La rampe de fréquence du signal $\delta\nu(t)$ envoyée aux AOM sert ainsi à définir la vitesse du réseau, et donc le nombre d'oscillations de Bloch effectuées. En particulier, cette rampe inclut un terme de rampe anti- g similaire à celle

utilisée pour les faisceaux Raman, et permettant de rester résonant avec les atomes pendant les oscillations de Bloch.

En outre, certains paramètres du réseau optique ont un impact sur l'efficacité des oscillations de Bloch ; nous allons voir que l'intensité des faisceaux ainsi que l'accélération du réseau doivent être allumées adiabatiquement pour en assurer une efficacité maximale.

2.5.3 Efficacité des oscillations de Bloch

Les AOM permettent de contrôler très précisément les paramètres du réseau optique. Cela nous permet d'optimiser l'efficacité des oscillations de Bloch en modifiant la forme de l'impulsion (rampe adiabatique d'intensité) ou celle de la rampe de fréquence sur les faisceaux Bloch (rampe adiabatique d'accélération).

Rampe adiabatique d'intensité du réseau

Afin d'optimiser l'efficacité de chargement des atomes dans le réseau optique, l'intensité des faisceaux Bloch est augmentée adiabatiquement pendant un temps τ de l'ordre de 300 μ s, depuis une profondeur $U_0 = 0$ jusqu'à $U_0 = U_0^{\max}$.

L'importance de l'allumage adiabatique de l'intensité du réseau a été mise en évidence dès la première démonstration expérimentale des oscillations de Bloch dans un réseau optique [BEN DAHAN et al. 1996]. Formellement, un allumage adiabatique de l'intensité des faisceaux permet de s'assurer que les atomes restent dans un état propre du réseau, assurant ainsi que seule la bande d'énergie fondamentale (qui correspond à l'état de Bloch $|0, q\rangle$) sera peuplée après la rampe adiabatique.

Le critère d'adiabaticité pour le chargement du réseau impose, pour des quasi-impulsions $q \simeq 0$, que [DALIBARD 2013 ; DENSCHLAG et al. 2002]

$$\left| \left\langle i, q \left| \frac{d\mathcal{H}}{dt} \right| 0, q \right\rangle \right| \ll \frac{\Delta E^2(q, t)}{\hbar} \quad (2.5.4)$$

où l'état de Bloch $|i, q\rangle$ correspond à la première bande qu'il est possible d'exciter (dans notre cas, $i = 1$), et où ΔE est l'écart d'énergie entre l'état fondamental $|0, q\rangle$ et le premier état excité $|i, q\rangle$.

L'interprétation de ce critère est que le potentiel optique créé par les faisceaux Bloch doit avoir des variations temporelles très faibles devant $\Delta E^2/\hbar$. Nous rappelons que le Hamiltonien du système peut s'écrire (voir équation (1.2.10), p.19) :

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{U_0}{2} \cos(2k\hat{x}) \quad (2.5.5)$$

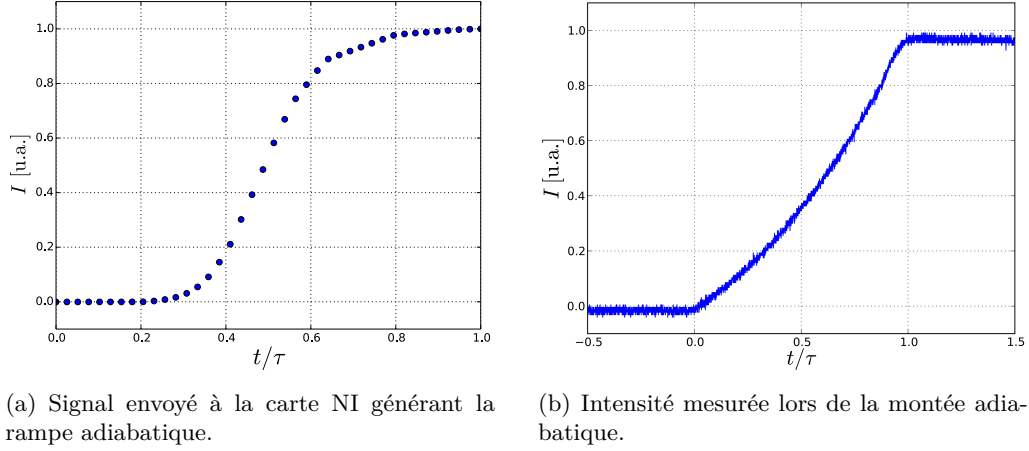


Fig. 2.17 Forme temporelle de la rampe adiabatique d'intensité du réseau optique, de durée $\tau = 300 \mu\text{s}$; (a) signal de pilotage de la carte NI générant la rampe adiabatique, et (b) intensité réelle des faisceaux Bloch lors de la montée adiabatique.

On en déduit que le membre de gauche de l'équation (2.5.4) est toujours inférieur à dU_0/dt , donc à U_0^{max}/τ puisque la profondeur du réseau est montée linéairement de 0 à U_0^{max} en un temps τ . Cela se réécrit :

$$\left| \left\langle i, q \left| \frac{d\mathcal{H}}{dt} \right| 0, q \right\rangle \right| \ll \frac{U_0^{\text{max}}}{\tau} \quad (2.5.6)$$

De plus, l'écart d'énergie entre les deux premières bandes de Bloch pour $q = 0$ est égal à $4E_r$ dans la limite $U_0 \rightarrow 0$, et ne peut qu'augmenter avec la profondeur du réseau [DALIBARD 2013], par conséquent ΔE vérifie :

$$\Delta E \geq 4E_r \quad (2.5.7)$$

Les équations (2.5.6) et (2.5.7) permettent d'établir une condition *suffisante* pour que l'équation (2.5.4) soit vérifiée :

$$\frac{U_0^{\text{max}}}{\tau} \ll \frac{16E_r^2}{\hbar} \quad (2.5.8)$$

soit, dans notre cas, une durée τ minimale de la rampe adiabatique de l'ordre de $100 \mu\text{s}$. Il est à noter que cette condition est peu contraignante, et il est possible de trouver d'autres expressions pour cette condition adiabatique.

Expérimentalement nous utilisons une durée de la rampe adiabatique volontairement plus élevée que la condition suffisante trouvée ci-dessus, $\tau = 300 \mu\text{s}$, ce qui nous garantit d'allumer le réseau adiabatement (Figure 2.17).

De manière plus générale, le problème de l'adiabaticité de l'allumage du réseau ne concerne pas seulement l'intensité des faisceaux lasers. La rampe de fréquence du réseau est également un critère important pour l'efficacité des oscillations de Bloch.

Allumage adiabatique de l'accélération du réseau

L'accélération du réseau optique était dans un premier temps montée instantanément dès le début des oscillations de Bloch. Nous allons voir dans cette section l'effet d'un allumage adiabatique de l'accélération du réseau sur l'efficacité de l'accélération de Bloch.

Formellement, si l'on suit la formule de Landau-Zener (équation (1.2.15), p.22), l'efficacité devrait fortement décroître lorsque l'on double le nombre d'oscillations de Bloch, tous autres paramètres constants. Or, ce n'est pas ce qui est observé expérimentalement, avec par exemple une différence d'efficacité inférieure à 2% entre 500 et 250 oscillations de Bloch en 5 ms.

Nous avons donc été amenés à penser qu'une grande partie des pertes dans le réseau proviendrait du début et de la fin de l'impulsion de Bloch. Dans le cas des liaisons faibles (domaine de validité de la formule de Landau-Zener), les pertes liées aux oscillations de Bloch se produisent uniquement en bord de zone de Brillouin. Par conséquent, le branchement de l'accélération des atomes au centre de la première zone de Brillouin, qu'il soit adiabatique ou non, ne joue aucun rôle dans l'efficacité des oscillations de Bloch dans le régime des liaisons faibles.

Expérimentalement, nous sommes dans le régime des liaisons fortes. Une simulation a été effectuée dans l'équipe pour calculer l'évolution du paquet d'onde lors des oscillations de Bloch dans ce régime, et étudier l'effet du branchement adiabatique de l'accélération. La matrice d'évolution \hat{U} du système pendant les oscillations de Bloch a été calculée pour les paramètres suivants : $U_0/E_r = 40$, accélération de Bloch de 100 oscillations par milliseconde. La Figure 2.18 représente la décomposition de \hat{U} sur les 11 premiers éléments de la base des états de Bloch, après une oscillation de Bloch complète partant de l'état de Bloch $|0,q\rangle$.

Le terme \mathcal{U}_{00} calculé (correspondant à la première bande de Bloch) vaut environ 0,86, or la valeur propre maximale de \hat{U} est plus élevée, et vaut 0,9997. Cela indique que l'état de départ n'est pas un état propre de l'opérateur d'évolution \hat{U} après une oscillation de Bloch. Nous devons donc préparer les atomes dans un état correspondant à un tel état propre, minimisant ainsi les pertes. Nous appellerons cet état, « état optimisé ».

Un branchement adiabatique de l'accélération permet aux atomes de rester dans un état propre du système lors de l'accélération de Bloch. Les atomes peuvent ainsi passer

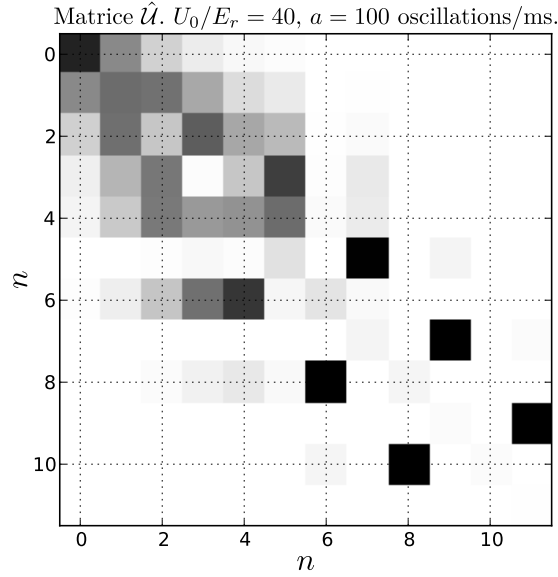


Fig. 2.18 Simulation de la matrice d'évolution d'un système atomique, exprimée dans la base des états de Bloch, pour les paramètres $U_0/E_r = 40$ (liaisons fortes) et une accélération de Bloch de $200v_r/\text{ms}$ (soit environ $1,18 \times 10^3 \text{ m s}^{-2}$).

continûment de l'état $|0, q\rangle$ à l'état optimisé au bout de quelques oscillations de Bloch. Cela n'est pas le cas si le branchement n'est pas adiabatique, car une accélération brusque peuple les états excités. L'état du système s'éloigne ainsi de l'état optimisé, et l'efficacité des oscillations de Bloch diminue.

Nous attirons l'attention du lecteur sur la différence entre l'allumage adiabatique de l'*intensité* du réseau, discuté dans la section précédente, et celui de l'*accélération* du réseau, qui implique d'augmenter linéairement la pente de la rampe de fréquence des faisceaux Bloch. L'intensité et la vitesse du réseau sont en effet deux paramètres indépendants. La Figure 2.19 schématise la forme de ces deux paramètres pendant une impulsion de Bloch.

On peut comprendre l'impact de l'accélération du réseau sur l'état des atomes, en remarquant que ces derniers sont des particules classiques au repos au fond des puits de potentiel.

Une accélération lente permet de déplacer les puits de potentiel sans que les particules ne se déplacent dans le référentiel du réseau (Figure 2.20(a)) : elles vont donc rester au repos au fond des puits. Cela correspond au niveau fondamental, en d'autres termes la première bande de Bloch $|0, q\rangle$.

Dans le cas où l'accélération est brusque, les particules classiques vont se déplacer dans le référentiel du réseau par inertie (Figure 2.20(b)) : elles vont donc se mettre à

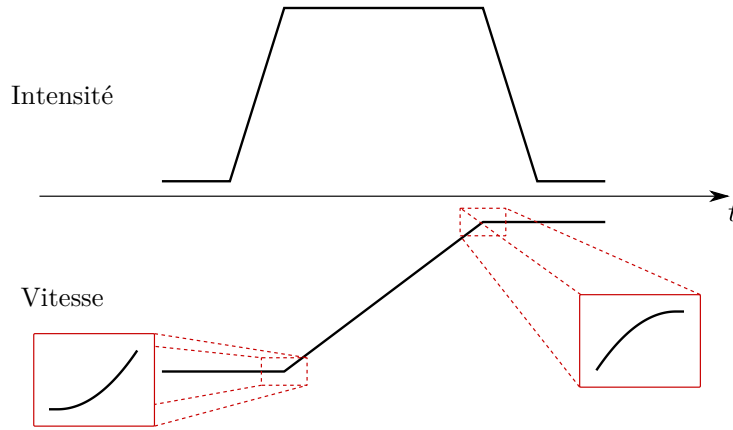


Fig. 2.19 Intensité et vitesse du réseau en fonction du temps. Encadrés : allumage et extinction adiabatiques de l'accélération du réseau.

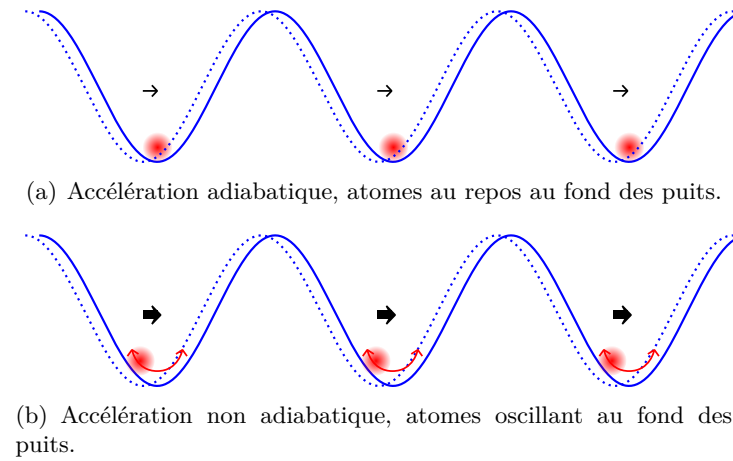


Fig. 2.20 Effet du branchement adiabatique de l'accélération du réseau sur l'état des atomes. Le potentiel optique est représenté en fonction de la position suivant l'axe du réseau.

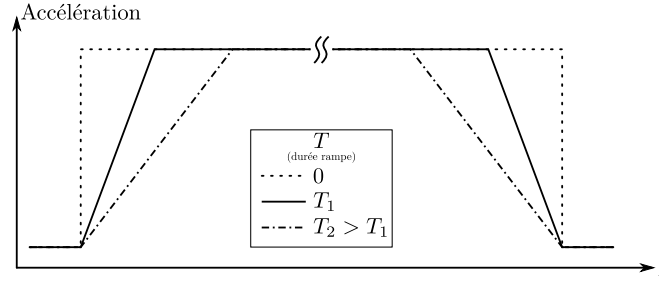


Fig. 2.21 Forme temporelle de l'accélération du réseau pour plusieurs valeurs de la durée T de la rampe d'accélération adiabatique. L'accélération utilisée précédemment est représentée en pointillés ($T = 0$).

osciller au fond des puits de potentiel. Cela correspond à un niveau d'énergie excité, en d'autres termes les bandes d'énergie supérieures vont être peuplées.

Le branchement adiabatique que nous utilisons consiste en une augmentation linéaire de l'accélération au début et à la fin de l'impulsion de Bloch, et une accélération constante entre les deux (Figure 2.21). La vitesse du réseau $v(t)$ prend donc la forme suivante :

$$v(t) = \begin{cases} \text{parabolique} & \text{pour } t < T \\ \text{affine} & \text{entre } t = T \text{ et } t = \tau - T \\ \text{parabolique} & \text{pour } t > \tau - T \end{cases} \quad (2.5.9)$$

où τ est la durée de l'impulsion de Bloch et T est la durée de l'allumage adiabatique de la vitesse du réseau.

La simulation (Figure 2.22(a)) révèle le comportement attendu pour l'efficacité des oscillations de Bloch en fonction de la durée réelle T de la rampe de vitesse. Une faible durée correspond à une accélération non adiabatique du réseau, et le système n'est pas dans l'état optimisé après la rampe de vitesse, ce qui induit des pertes lors des oscillations de Bloch. À l'inverse, pour des longues durées T , correspondant à une accélération adiabatique, les atomes sont dans l'état optimisé après la rampe de vitesse, et l'efficacité des oscillations de Bloch croît. La durée T optimale se situe aux alentours de $20 \mu\text{s}$.

Nous avons réalisé l'expérience (Figure 2.22(b)) pour essayer de retrouver la courbe théorique discutée ci-dessus. Nous effectuons une séquence d'interféromètre en configuration Ramsey-Bordé, avec une série de 250 oscillations de Bloch en $2,5 \text{ ms}$ entre la sélection et la mesure². L'efficacité est définie expérimentalement en mesurant le

2. Ce protocole est semblable à celui de la mesure du rapport h/m , détaillé dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

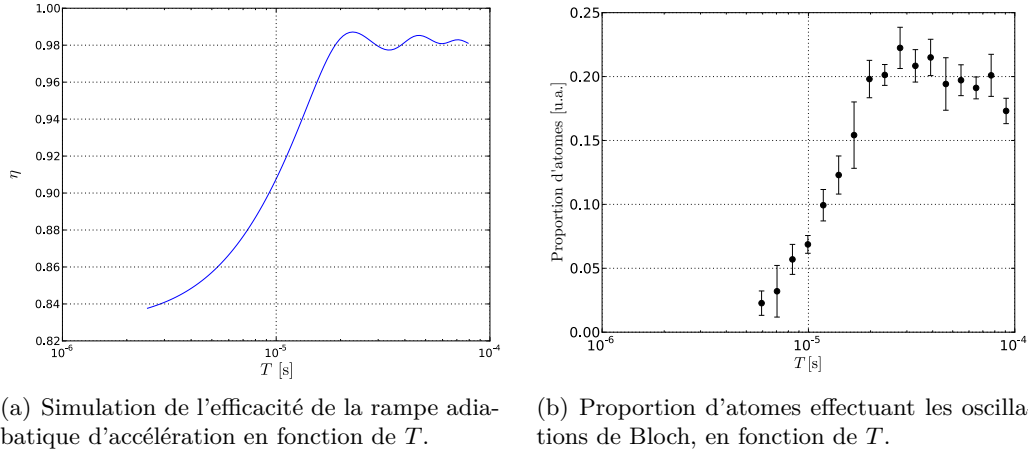


Fig. 2.22 *Effet de la durée T de la rampe d'accélération du réseau, (a) sur l'efficacité simulée des oscillations de Bloch, et (b) sur la proportion d'atomes effectuant les oscillations de Bloch.*

nombre d'atomes détectés après la séquence. La valeur optimale déterminée expérimentalement pour la durée T est en bon accord avec la valeur trouvée par la simulation.

En conclusion, l'allumage adiabatique de l'accélération du réseau permet d'augmenter l'efficacité des oscillations de Bloch. Nous observons une augmentation du nombre moyen d'atomes détectés de plus de 20% sur certaines mesures. Cette méthode n'était pas utilisée auparavant sur l'expérience de mesure du rapport h/m , et une étude plus approfondie de cette rampe adiabatique pourrait permettre d'améliorer encore l'efficacité des oscillations de Bloch. Un tel gain d'efficacité pourrait par exemple permettre une mise en œuvre optimale des séparatrices à grand transfert d'impulsion (discutées dans le chapitre 5 de ce manuscrit).

Ce résultat est observé et discuté pour la première fois, à notre connaissance. Un travail théorique plus approfondi est en cours de réalisation dans notre équipe, et fera l'objet d'un article. Nous exposerons notamment une méthode alternative consistant à imprimer un changement de phase du réseau immédiatement après le début des oscillations de Bloch, ce qui permet en principe un gain similaire en efficacité, mais sans les contraintes de la rampe de vitesse adiabatique.

2.6 Stabilisation et mesure précise des fréquences

Nous devons contrôler très précisément les fréquences de nos instruments, car notre mesure du rapport h/m repose sur des mesures de fréquences. Ce choix, très courant en métrologie, est motivé par l'extrême précision des instruments de mesure de fréquence

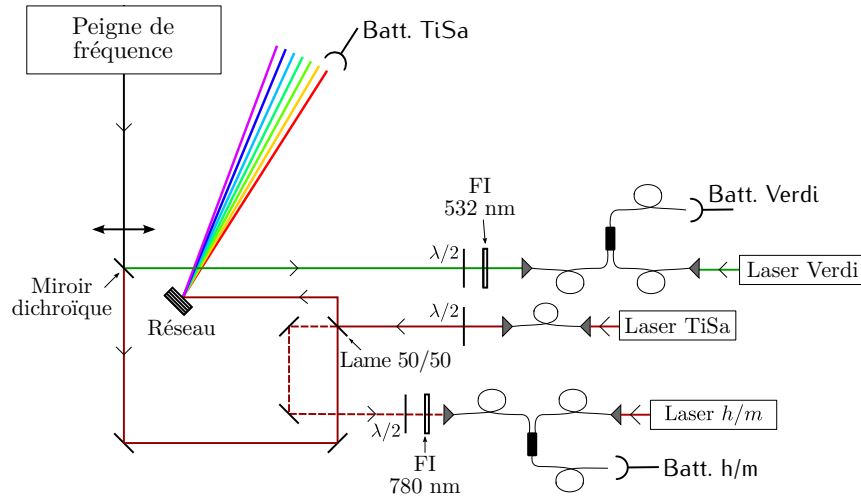


Fig. 2.23 Schéma optique de la mesure de fréquence. La fréquence du laser (« laser h/m » sur le schéma) est mesurée à l'aide d'un battement optique avec un laser femtoseconde (peigne de fréquence). Tiré de [GALTIER 2014].

disponibles. Nous décrivons dans cette section les méthodes utilisées pour stabiliser et mesurer les fréquences optiques de nos lasers, ainsi que celles utilisées pour verrouiller nos instruments RF sur une référence de fréquence.

L'exactitude des fréquences de nos lasers est mesurée grâce à un peigne de fréquence optique [DIDDAMS et al. 2000]. En mesurant la fréquence du battement entre ce laser femtoseconde et un laser de fréquence inconnue ν (laser « cible »), il est alors possible de mesurer ν avec une très grande précision.

Le schéma optique de mesure des fréquences à l'aide du laser femtoseconde est représenté sur la Figure 2.23. Ce dispositif est en commun avec l'expérience de spectroscopie haute précision de la transition $1S - 3S$ de l'hydrogène [GALTIER 2014]. Le peigne de fréquence est utilisé pour mesurer simultanément la fréquence de plusieurs lasers. Les lasers utilisés dans l'expérience « hydrogène » sont, entre autres, un laser à 532 nm (*Verdi*), et un laser à 894 nm (un *TiSa*). Pour ce dernier, un réseau de diffraction permet d'améliorer le rapport signal à bruit en isolant le mode à 894 nm du laser femtoseconde.

La mesure du battement avec un troisième laser (« laser h/m ») est également possible. Nous pouvons donc utiliser ce dispositif pour mesurer les fréquences de nos lasers, ce qui est rendu possible par un lien fibré entre les deux salles d'expériences. Nous ne sommes pas limités par la précision de la mesure des fréquences avec un tel dispositif, qui permet une incertitude relative inférieure à 10^{-11} , mais nous sommes limités par la dérive de nos lasers. Le laser Ti:Sa que nous utilisons présente par exemple une stabilité à 1 seconde d'environ 2 kHz.

Pendant la mesure du rapport h/m , les lasers sont stabilisés sur une cavité Fabry-Perot ultra-stable, elle-même stabilisée sur une transition à deux photons à 778 nm entre les niveaux $5S_{1/2}$ et $5D_{5/2}$ du ^{85}Rb . La transition à deux photons permet de s'affranchir de l'effet Doppler des atomes. Une diode laser de référence est asservie sur la transition à deux photons via une cavité contenant une vapeur de rubidium. La stabilité à 1 seconde de cette diode laser a été mesurée à 1,3 kHz.

Le courant de la diode laser de référence est modulé à environ 100 kHz, ce qui permet de l'asservir sur la première cavité, par une détection synchrone. La modulation de la diode laser est ensuite utilisée pour stabiliser la cavité Fabry-Perot ultra-stable via une autre détection synchrone.

Nous avons la possibilité de comparer notre référence à deux photons à celle de l'expérience de spectroscopie de l'hydrogène, qui est plus stable. Pour cela, nous utilisons un AOM en double passage à fréquence fixe afin de décaler la fréquence de notre diode laser de 160 MHz. La diode laser de la référence à deux photons de l'expérience de spectroscopie de l'hydrogène passe également dans un AOM en double passage, mais avec un décalage de 160 MHz dans le sens opposé. Le battement obtenu est donc proche de 320 MHz, ce qui facilite sa mesure à l'aide d'une photodiode rapide.

Le laser que l'on veut stabiliser (Raman 1 ou Ti:Sa par exemple) est également injecté dans la cavité Fabry-Perot ultra-stable après avoir traversé un modulateur électro-optique (EOM). Cet EOM permet d'asservir très efficacement le laser sur un pic de la cavité ultra-stable en utilisant la méthode de Pound-Drever-Hall [DREVER et al. 1983]. Le dispositif est schématisé sur la Figure 2.24. Un lambdamètre permet de mesurer grossièrement la fréquence de nos lasers. Cela nous permet de savoir sur quel pic de la cavité le laser est asservi, et donc connaître sa fréquence.

Cette option est beaucoup moins exacte que la mesure des fréquences à l'aide du peigne de fréquence, et n'est utilisée qu'à titre indicatif. Les fréquences sont systématiquement mesurées avec le peigne de fréquence lors d'une campagne de mesure du rapport h/m .

En outre, tous nos instruments RF (synthétiseurs, générateurs arbitraires, etc.) sont référencés sur un signal à 10 MHz. Ce signal est généré par un quartz, lui-même asservi en phase sur un signal à 100 MHz provenant de l'horloge à césium ultra-stable du laboratoire SYRTE (SYstèmes de Références Temps-Espace) de l'Observatoire de Paris. Le lien entre nos deux laboratoires est assuré par une fibre optique souterraine, longue de 3 km.

L'ensemble de ces techniques aboutit à un contrôle rigoureux et une maîtrise de toutes les fréquences utilisées dans l'expérience. Diverses améliorations ont été appor-

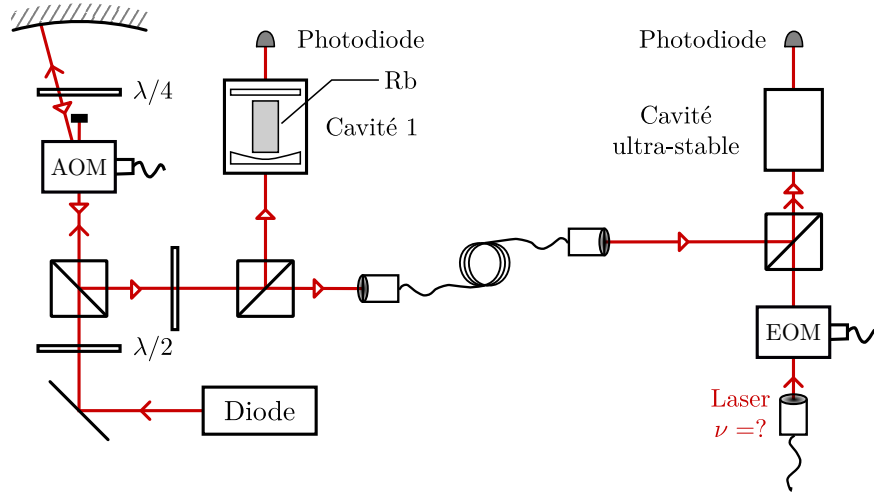


Fig. 2.24 Schéma du banc optique de la référence à deux photons. La diode laser de référence est asservie sur une transition à deux photons du ^{85}Rb à l'aide d'une cavité Fabry-Perot contenant une vapeur de rubidium. La diode laser de référence permet ensuite de stabiliser une autre cavité Fabry-Perot, ultra-stable, sur laquelle nous pouvons finalement stabiliser les autres lasers de l'expérience.

tées au dispositif de contrôle des fréquences par Raphaël JANNIN [JANNIN 2015], dont notamment un meilleur étalonnage de la cavité ultra-stable, qui ont permis d'estimer l'incertitude relative sur α due aux fréquences des lasers à environ $1,5 \times 10^{-11}$. Cette incertitude avait été estimée à $1,3 \times 10^{-10}$ lors de la campagne de mesures de 2011 [BOUCHENDIRA et al. 2011].

2.7 Préparation des atomes pour la mesure

L'interféromètre atomique nécessite un grand contrôle de l'état initial des atomes. Nous devons donc préparer ces derniers, aussi bien pour leur état interne que pour leur état externe. La séquence temporelle utilisée pour préparer l'état atomique est représentée sur la Figure 2.25.

Une sélection micro-onde place les atomes dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 0\rangle$ pour s'affranchir de l'effet Zeeman d'ordre 1. Une pré-sélection en vitesse permet ensuite de réduire artificiellement la largeur en vitesse du paquet atomique en sélectionnant une classe de vitesse plus petite. Enfin, nous utilisons des oscillations de Bloch pour contrôler la position et la vitesse initiales des atomes (ascenseurs atomiques).

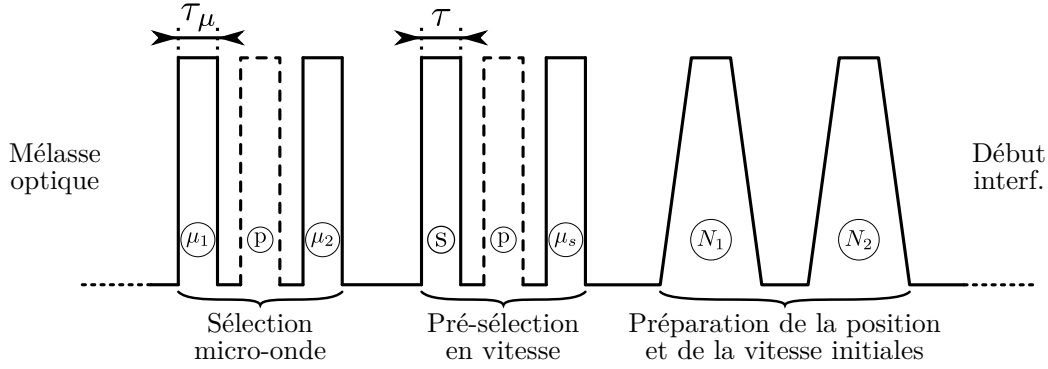


Fig. 2.25 Séquence temporelle de préparation de l'état atomique, avant l'interféromètre. La sélection micro-onde prépare l'état interne des atomes, tandis que la pré-sélection en vitesse ainsi que l'ascenseur atomique préparent leur état externe.

2.7.1 État interne

La Figure 2.26 schématise l'évolution de l'état interne des atomes pendant la phase de sélection micro-onde qui va être décrite ici.

Après la phase de mélasse optique, les atomes sont dans l'état $|F = 2\rangle$, et ils sont équirépartis entre les différents sous-niveaux Zeeman $m_F \in \llbracket -2; 2 \rrbracket$. Une première impulsion micro-onde (μ_1) de durée π , dont la fréquence est réglée exactement sur l'écart hyperfin $\nu_{\text{SHF}} = 6,834\,682\,611$ GHz, transfère les atomes de $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Un faisceau pousseur vient ensuite rejeter les atomes qui sont encore dans l'état $|F = 2\rangle$, peu importe leur sous-état Zeeman, pendant une durée de l'ordre de 1 ms. Une deuxième impulsion micro-onde (μ_2) de durée π transfère de nouveau les atomes de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 2, m_F = 0\rangle$. La durée τ_μ d'une impulsion π micro-onde avec nos paramètres est de l'ordre de 600 μs .

Nous n'avons pas la possibilité de rejeter les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ à l'aide des pousseurs, mais cela est compensé par l'efficacité des impulsions micro-ondes, qui est très proche de 100%. Par conséquent, il reste une proportion négligeable d'atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ après ce processus (près de 3%). Ces atomes sont ensuite repompés vers $|F = 2\rangle$.

2.7.2 État externe

Une fois que les atomes sont préparés dans l'état interne $|F = 2, m_F = 0\rangle$, nous devons contrôler leur position et leur vitesse initiales. De plus, pour augmenter le contraste des franges de l'interféromètre, nous pouvons réduire artificiellement la largeur de la distribution de vitesse. Cela est réalisé en sélectionnant une classe de vitesse sub-recul à l'aide d'une impulsion Raman contra-propagante.

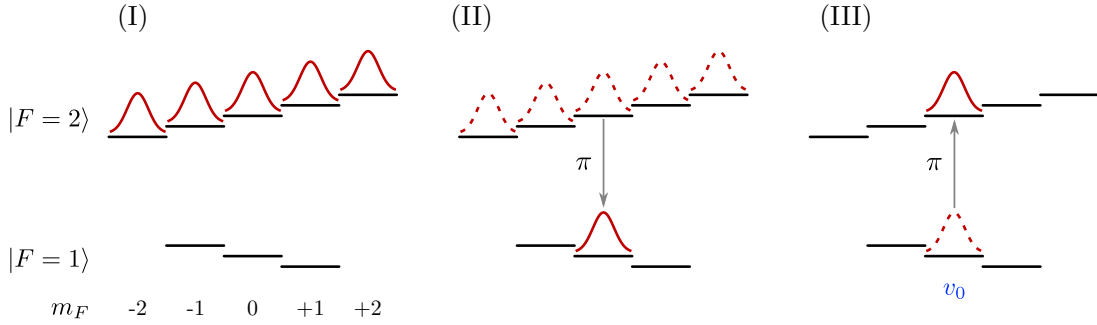


Fig. 2.26 Évolution de l'état interne des atomes pendant les étapes de la sélection micro-onde.

(I) : atomes équirépartis dans l'état $|F = 2\rangle$.

(II) : atomes transférés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ par une impulsion micro-onde π .

(III) : atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ après la dernière impulsion micro-onde π .

Pré-sélection en vitesse

Après la sélection micro-onde, la distribution de vitesse des atomes est relativement large, de l'ordre de $3v_r$ autour d'une vitesse moyenne v_0 . Cette largeur est imposée par la mélasse optique (refroidissement sub-Doppler). Nous avons la possibilité de sélectionner une classe de vitesse plus étroite, en tronquant la distribution de vitesse. Idéalement, il serait préférable de partir d'une source d'atomes plus froids, telle qu'un condensat de Bose-Einstein.

La pré-sélection en vitesse est réalisée à partir d'une impulsion Raman (s) contre-propagante de durée π (Figure 2.27). La sélectivité en vitesse de cette impulsion (voir partie 1.1.1, p.4) permet de ne prélever qu'une fraction de la distribution de vitesse initiale, dont la largeur est de l'ordre de $v_r/15$. La durée expérimentale τ d'une impulsion Raman π est de l'ordre de 1,2 ms.

Les atomes restants dans l'état $|F = 2\rangle$ sont rejetés à l'aide d'un faisceau pousseur. Une impulsion micro-onde (μ_s) de durée π transfère de nouveau les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ avec une très grande efficacité.

L'intérêt de cette pré-sélection en vitesse est d'obtenir une distribution de vitesse plus fine, ce qui permet d'augmenter le contraste des franges d'interférences. L'effet de cette pré-sélection est illustré sur la Figure 2.28, où l'on observe une augmentation du contraste des franges de près de 50 %.

Cette pré-sélection en vitesse a été mise en place dans les derniers mois du présent travail de thèse, par conséquent la plupart des résultats discutés dans ce manuscrit ont été obtenus sans cette pré-sélection.

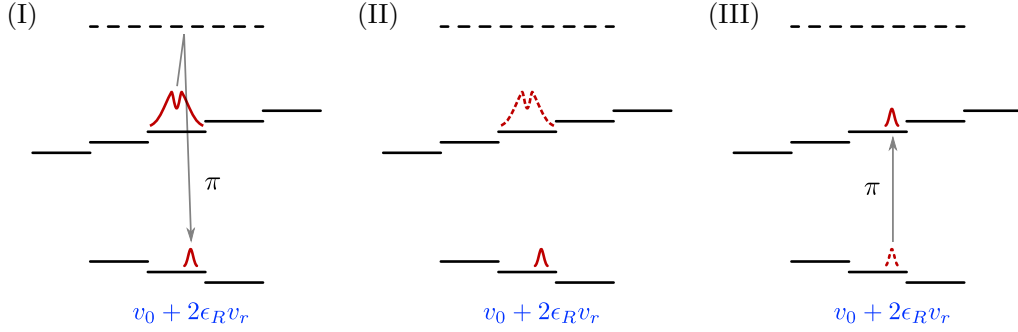


Fig. 2.27 Évolution de l'état interne des atomes pendant les étapes de la pré-sélection en vitesse.

(I) : les atomes résonants avec la transition Raman sélective en vitesse sont transférés dans l'état $|F = 1\rangle$.

(II) : les atomes restants sont rejetés à l'aide du faisceau pousseur.

(III) : une impulsion micro-onde π transfère de nouveau les atomes sélectionnés lors de l'étape (I) vers $|F = 2\rangle$.

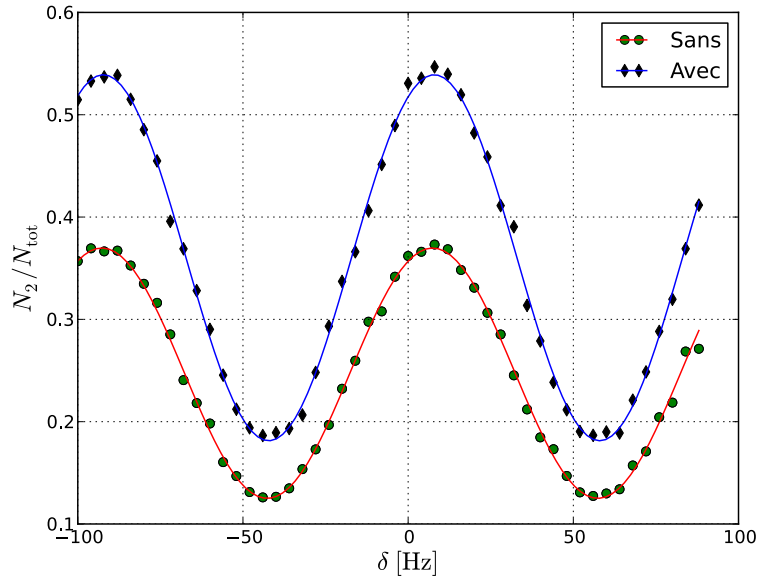


Fig. 2.28 Franges d'interférences, sans et avec pré-sélection en vitesse. Un gain proche de 50% est visible sur le contraste lorsque les atomes sont pré-sélectionnés en vitesse.

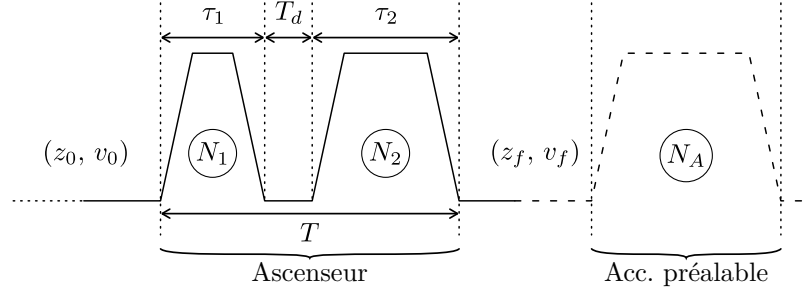


Fig. 2.29 Séquence temporelle utilisée pour la technique des ascenseurs atomiques. Les différents paramètres de l'ascenseur atomique (durée, nombre d'oscillations de Bloch, etc.) permettent de choisir la position et la vitesse finales des atomes (z_f, v_f) .

Ascenseurs atomiques

Après avoir préparé la distribution de vitesse des atomes, la dernière étape consiste à contrôler la position et la vitesse du paquet atomique au début de l'interféromètre. Afin de réaliser cette étape, nous utilisons deux séries successives de, respectivement, N_1 et N_2 oscillations de Bloch (Figure 2.29), ce que nous appelons un « ascenseur atomique ».

Les atomes sont initialement à une position z_0 et ont une vitesse v_0 . Une accélération de Bloch (N_1 oscillations, durée τ_1) est impartie aux atomes afin de les déplacer verticalement dans l'enceinte à vide. Après un délai T_d , cette accélération est suivie d'une décélération (N_2 oscillations dans le sens opposé, durée τ_2). La durée totale de cette séquence est T . À la fin de l'ascenseur, les atomes sont à une position z_f et à une vitesse v_f telles que

$$z_f = z_0 + v_0 T - g \frac{T^2}{2} - N_1 v_r (2T - \tau_1) - N_2 v_r \tau_2 \quad (2.7.1)$$

$$v_f = v_0 - gT - 2(N_1 + N_2)v_r \quad (2.7.2)$$

avec la convention qu'un nombre d'oscillations de Bloch positif correspond à une accélération vers le bas.

En contrôlant N_1 et N_2 , la position finale z_f ainsi que la vitesse finale des atomes sont donc parfaitement contrôlables. La Figure 2.30 représente quelques trajectoires des atomes possibles à l'aide des ascenseurs atomiques, entre +10 cm et -10 cm. L'ascenseur débute environ 30 ms avant l'interféromètre. Les paramètres N_1 et N_2 sont calculés pour que les atomes aient une vitesse proche de zéro au début de l'interféromètre. Les atomes sont ainsi à une hauteur presque constante entre la sélection et la mesure.

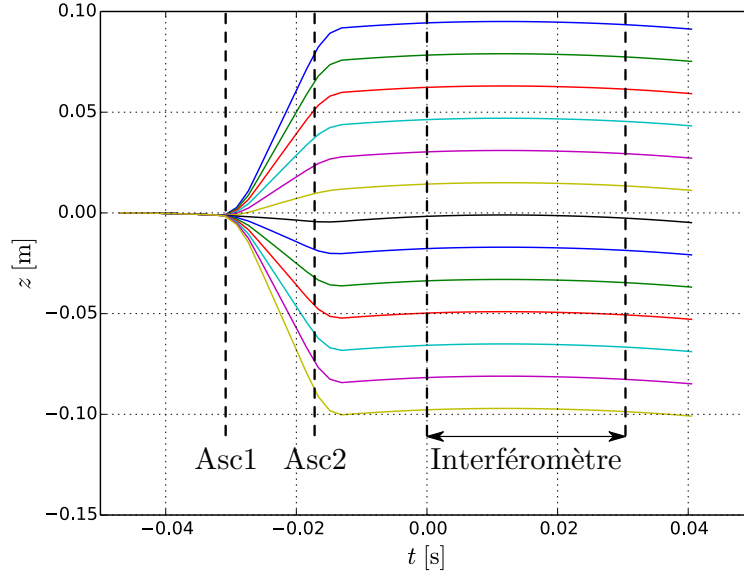


Fig. 2.30 Différentes trajectoires qu'il est possible d'obtenir avec l'ascenseur atomique. La position $z = 0$ correspond au centre du piège, et l'instant $t = 0$ au début de l'interféromètre. L'accélération de Bloch pendant l'interféromètre est désactivée pour des raisons de clarté.

Les oscillations de Bloch effectuées lors de l'ascenseur atomique ne sont cependant pas efficaces à 100%, et l'ascenseur s'accompagne d'une perte d'atomes (Figure 2.31). Nous avons représenté la hauteur finale z_f des atomes en fonction du nombre d'oscillations N_1 effectuées lors de la première impulsion de l'ascenseur. Le nombre d'oscillations N_2 est calculé d'après l'équation (2.7.2) pour que la vitesse v_f des atomes soit nulle après les ascenseurs. L'efficacité de transfert de l'ascenseur atomique est également représentée en fonction de z_f , et montre comme attendu que l'efficacité est maximale lorsque $|N_1|$ est minimal.

Nous remarquons également que les pertes par oscillation lors de la séquence d'ascenseurs sont beaucoup plus importantes que lors d'une seule accélération cohérente. Dans le cas des ascenseurs atomiques, les pertes sont principalement dues à l'utilisation de deux accélérations consécutives, ce qui augmente par exemple les pertes induites par le branchement adiabatique de l'intensité ou de l'accélération du réseau (voir partie 2.5.3).

Lors de l'interféromètre, nous réalisons $N_R = 500$ oscillations de Bloch vers le haut (ou vers le bas) de la cellule, soit une vitesse finale des atomes de l'ordre de $1000 \times v_r \simeq 6 \text{ m s}^{-1}$. Avec de telles vitesses, les atomes parcourent par exemple les 20 cm qui les séparent du hublot supérieur en un peu plus de 30 ms. Ce temps est bien inférieur

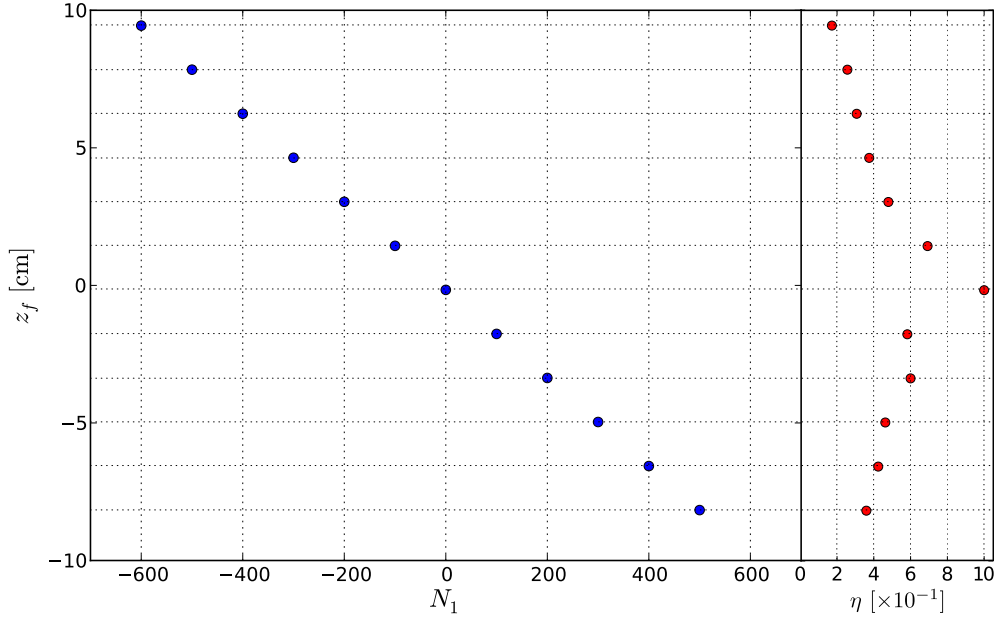


Fig. 2.31 Position finale z_f des atomes en fonction du nombre N_1 d'oscillations de Bloch pour la première séquence d'ascenseur (à gauche). L'efficacité de transfert η est également représentée en fonction de z_f (à droite).

au temps qu'il leur faudrait pour atteindre le sommet de leur trajectoire. Les atomes heurteraient donc systématiquement le hublot supérieur et seraient inexploitable.

Pour pallier cette difficulté, nous ajoutons, à la suite des ascenseurs atomiques, une accélération à l'aide de N_A oscillations de Bloch (Figure 2.29). Cela permet de compenser l'accélération subie pendant l'interféromètre lors des N_R oscillations de l'accélération cohérente.

Nous appelons l'accélération supplémentaire, constituée de N_A oscillations, « accélération préalable ». Cette dernière assure une trajectoire atomique confinée entre +10 et -10 cm autour de la position du piège, ainsi qu'une vitesse quasi-nulle des atomes après l'interféromètre. Cela permet ainsi d'effectuer un grand nombre d'oscillations de Bloch sans perdre les atomes, ce qui serait impossible dans notre schéma sans cette accélération préalable.

En pratique, nous n'utilisons qu'une seule impulsion d'ascenseur ($N_2 = 0$), la deuxième étant regroupée avec l'accélération préalable. Par exemple, pour les paramètres suivants :

- nombre d'oscillations de l'ascenseur $N_1 = -300$ (vers le haut) et $N_2 = 0$,
- nombre d'oscillations lors de l'interféromètre atomique $N_R = -500$,

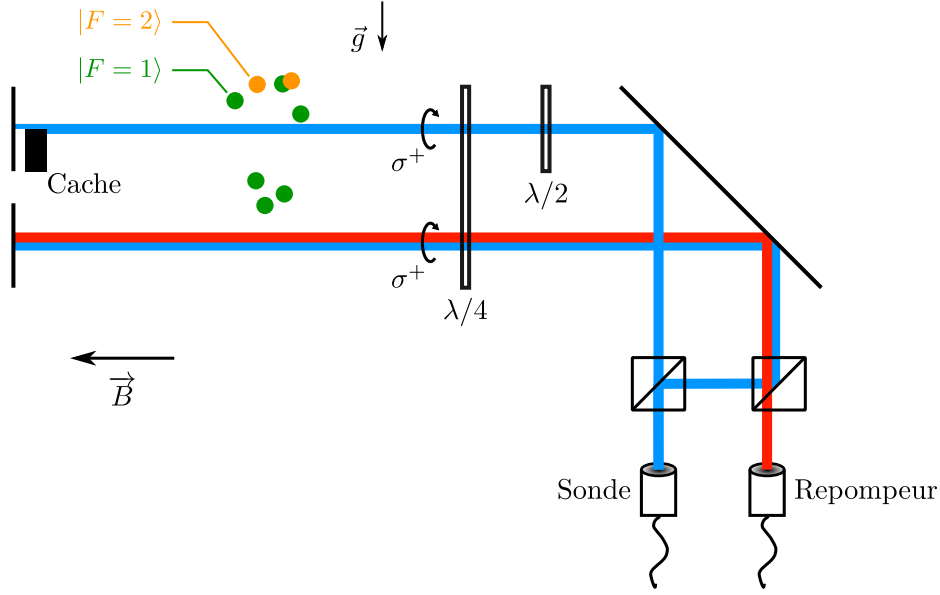


Fig. 2.32 Principe du dispositif de détection des atomes. La nappe supérieure détecte les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$, tandis que la nappe inférieure détecte ceux dans l'état $|F = 1\rangle$. Le système d'imagerie permettant de mesurer la fluorescence des atomes dans chaque nappe n'est pas représenté par souci de clarté.

le nombre d'oscillations qu'il faut effectuer lors de l'accélération préalable pour assurer une vitesse des atomes quasi-nulle après l'interféromètre est $N_A = +800$. Cela permet d'obtenir le même contrôle sur la trajectoire des atomes qu'avec une deuxième impulsion d'ascenseur ($N_2 \neq 0$), tout en réduisant la durée de la séquence d'ascenseurs, limitant ainsi la décohérence due à l'étalement du paquet atomique.

2.8 Mesure et analyse des résultats

Dans cette section, nous allons voir comment nous pouvons observer expérimentalement les franges d'interférences. La quantité pertinente est la proportion d'atomes transférés dans l'état $|F = 2\rangle$ par la dernière impulsion Raman. Par conséquent, nous devons mesurer le nombre d'atomes dans l'état $|F = 1\rangle$, noté N_1 , ainsi que celui dans $|F = 2\rangle$, noté N_2 . Cette mesure est effectuée par la technique de temps de vol.

Le système de détection est décrit sur la Figure 2.32. Il est composé de deux nappes de faisceaux lasers. Un système d'imagerie permet de mesurer la fluorescence des atomes dans chaque nappe, qui est proportionnelle au nombre d'atomes détectés. Par souci de clarté, ce système d'imagerie n'est pas représenté sur le schéma.

Un champ magnétique \vec{B} est appliqué dans la direction des faisceaux pour lever la dégénérescence Zeeman. Dans la première nappe, un faisceau sonde, ajusté sur la

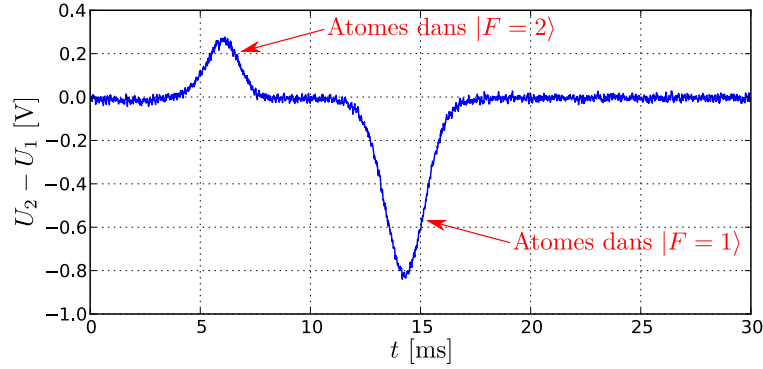


Fig. 2.33 Signal typique de temps de vol. Le signal différentiel entre les deux photodiodes de la détection est représenté en fonction du temps suivant leur déclenchement.

transition cyclante du $^{87}\text{Rb } 5^2S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 3)$, polarisé circulairement, est rétro-réfléchi sur un miroir. Les seuls atomes résonants avec ces lasers sont ceux dans l'état $|F = 2\rangle$, qui sont alors rapidement pompés vers l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Avec des lasers en polarisation σ^+ , les atomes dans cet état ne peuvent plus faire de transition vers un état $|F' = 1\rangle$ ou $|F' = 2\rangle$. Par conséquent, ils ne peuvent pas non plus être dépompés vers un état $|F = 1\rangle$. L'intégralité du signal de fluorescence capté par la première photodiode provient donc uniquement des atomes qui étaient initialement dans l'état $|F = 2\rangle$. Ceux qui étaient initialement dans l'état $|F = 1\rangle$ ne sont pas affectés par leur passage dans cette nappe.

Un cache noir empêche la partie inférieure de la nappe du faisceau sonde d'être rétro-réfléchi. Les atomes résonants avec la sonde vont donc maintenant être poussés, par pression de radiation, hors de la zone de détection. Il ne reste à cet instant plus que des atomes dans l'état $|F = 1\rangle$. Ces derniers arrivent sur la deuxième nappe de détection, qui est constituée du faisceau sonde auquel est superposé un faisceau repompeur, ajusté sur la transition $5^2S_{1/2} (F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 2)$. Les atomes sont donc transférés vers $|F = 2\rangle$. Ils sont ensuite détectés de la même manière que les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ de la première nappe. Le signal de fluorescence est collecté par la deuxième photodiode.

Les deux photodiodes de la détection fournissent chacune un signal de fluorescence proportionnel au nombre d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$. Nous obtenons alors un signal de temps de vol tel que celui représenté sur la Figure 2.33. Les signaux des photodiodes sont retranchés l'un à l'autre afin de s'affranchir du fond lumineux parasite. Le premier pic correspond aux atomes détectés dans la première nappe, soit ceux dans l'état $|F = 2\rangle$.

Ce signal est ensuite analysé par le programme d'acquisition avant d'être enregistré : pendant la séquence initiale de chargement du MOT qui dure environ 500 ms (voir partie 2.1), le programme d'acquisition n'effectue aucune tâche car il attend que le nombre d'atomes désiré dans le MOT soit atteint. Ce temps est donc mis à profit pour analyser les données acquises lors du cycle précédent. L'analyse se fait en ajustant le signal des photodiodes par la méthode des moindres carrés. La fonction d'ajustement utilisée est la somme de deux Gaussiennes :

$$f(t) = a_2 \exp\left(-\frac{(t - t_2)^2}{2\Delta T^2}\right) - a_1 \exp\left(-\frac{(t - t_1)^2}{2\Delta T^2}\right) + c \quad (2.8.1)$$

avec $a_1 \geq 0$ et $a_2 \geq 0$, et en général $t_1 \simeq 14,5$ ms et $t_2 \simeq 6$ ms.

En supposant que la largeur ΔT est la même pour les deux pics³, et après un équilibrage de l'intensité relative des photodiodes, les nombres d'atomes N_1 et N_2 peuvent donc être assimilés à a_1 et a_2 respectivement.

Dans notre mesure du rapport h/m , nous faisons varier la fréquence δ_{mes} de la dernière paire d'impulsions Raman, entre chaque mesure, ce qui permet d'observer les franges de Ramsey de l'interféromètre (voir partie 1.1.2). Un spectre typique obtenu de cette manière est représenté sur la Figure 2.34, où $\delta = \delta_{\text{mes}} - \delta_{\text{sel}}$. L'axe des abscisses est centré sur $\delta = \delta_0$, où δ_0 est un décalage calculé par notre programme informatique, à partir d'un calcul de la trajectoire des atomes. Il est indispensable que cette valeur soit calculée précisément. Le centre des franges $\delta_c - \delta_0$ est ensuite obtenu par ajustement du spectre à l'aide d'une fonction cosinus.

Nous utilisons un même programme informatique pour l'acquisition, l'analyse et la sauvegarde des résultats expérimentaux. Il est donc crucial de contrôler tous les paramètres de ce programme, qui sera détaillé dans la section suivante.

2.9 Contrôle informatique de l'expérience

Une très grande partie de l'expérience est contrôlée par informatique. Nous avons ainsi à disposition plusieurs séries d'interfaces : les sorties digitales (DO), les entrées et sorties analogiques (resp. AI et AO), un port GPIB (*General Purpose Interface Bus*), etc.

Nous utilisons également une carte NI PCI-5411 (remplacée au cours du présent travail de thèse par une carte NI PCI-5412, plus performante notamment en termes de capacité de stockage), sur laquelle nous pré-chargeons la séquence de Bloch complète

3. Les deux paquets d'onde sont dans l'état $|F = 2\rangle$ lorsqu'ils sont détectés, ils ont donc a priori la même vitesse et le même étalement spatial.

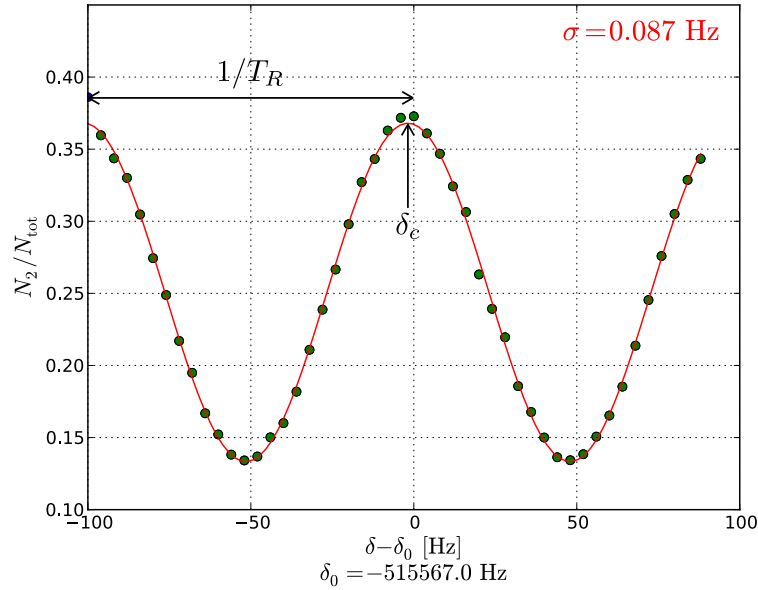


Fig. 2.34 Spectre typique de Ramsey-Bordé, présentant une incertitude $\sigma \lesssim 0,1$ Hz. La proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ est représentée en fonction du désaccord Raman δ . L'interfrange dans cette configuration est $1/T_R$.

(comprenant les ascenseurs atomiques et les diverses rampes adiabatiques discutées plus tôt dans ce chapitre) au début de chaque série de mesures. La carte peut générer jusqu'à 100 méga-échantillons par seconde (100 Méch/s) et permet donc de piloter les AOM avec des signaux arbitraires.

Les DO correspondent généralement à des signaux de déclenchement. Par exemple, les interrupteurs mécaniques utilisés pour bloquer les faisceaux (mentionnés au début de ce chapitre) sont contrôlés via les sorties digitales. Les DO permettent également de déclencher les différents AOM (génération des impulsions Raman ou Bloch par exemple), de déclencher la reprogrammation du générateur de fréquence arbitraire (Rigol *DG5000*), ou encore de signaler le début de la rampe anti- g des impulsions Raman. Cette sortie permet de piloter la séquence temporelle de l'expérience.

Les AO permettent entre autres de fixer la fréquence du laser de piégeage pour réaliser le 3D-MOT et la mélasse, de contrôler le courant appliqué aux bobines du champ magnétique directeur ou pour le 3D-MOT, ou encore de générer une modulation sur le signal d'un instrument tel qu'un synthétiseur de fréquence.

Les AI permettent généralement de connecter des instruments à l'ordinateur, tels que des photodiodes. Deux cartes d'acquisition National Instruments supplémentaires, connectées à l'ordinateur par USB, sont utilisées pour effectuer des mesures sur certains instruments. C'est par exemple de cette manière que sont enregistrés les signaux des photodiodes de la détection. La flexibilité de ces cartes NI a permis d'accroître le

nombre et la diversité des mesures qu'il a été possible de faire, comme par exemple lire l'intensité du faisceau Bloch directement sur la sortie BNC d'un wattmètre.

Toutes ces interfaces sont synchronisées sur la référence de fréquence à 10 MHz provenant de notre quartz, lui-même asservi en phase sur la référence de fréquence à 100 MHz du SYRTE. Ainsi, tous les signaux de déclenchement générés par ces cartes analogiques partagent la même base de temps, ce qui est crucial pour assurer une bonne coordination entre les différentes composantes de l'expérience.

Tous les synthétiseurs de fréquence sont inter-connectés via leur port parallèle GPIB. Chaque instrument connecté en GPIB à l'ordinateur possède sa propre adresse afin de communiquer directement avec lui. Tous les synthétiseurs sont également reliés à la référence de fréquence à 10 MHz via des câbles BNC.

D'autre part, la conception de ce système d'interface rend aisé l'ajout d'instruments supplémentaires. Cela nous a permis de tester de nouvelles technologies, comme les modules FPGA (*Field-Programmable Gate Array*) embarquant un petit processeur, permettant par exemple de générer des fréquences arbitraires (jusqu'à environ 60 MHz pour notre modèle, de marque Red Pitaya). Ce système s'est avéré efficace dans notre situation, entre autres pour contrôler la séquence d'impulsions Raman dans le cadre de la double diffraction (voir chapitre 5), et présente l'intérêt d'un prix très attractif en comparaison des générateurs de signaux arbitraires usuels.

Nous avons également pu tester plusieurs microcontrôleurs de marque Arduino, nous ayant permis d'interfacer un accéléromètre ou encore un thermomètre pour suivre l'évolution de la température de la salle de l'expérience. Ces instruments ont permis d'analyser et d'étudier plus en détail certains effets systématiques, de manière automatisée et sur de longues durées – typiquement sur une nuit entière d'acquisition. Nous utilisons maintenant également un module Arduino pour piloter le moteur assurant le déplacement de la lame $\lambda/2$ qui permet d'échanger le sens des Raman (introduit p.35, équation (2.4.4)).

L'une des particularités du programme informatique contrôlant l'expérience est qu'il est écrit dans le langage de programmation *Python*, dont la flexibilité et la souplesse permettent de simplifier grandement l'utilisation de paramètres physiques dans le programme. Le principal inconvénient de ce langage est qu'il faut posséder un pilote approprié pour tous les instruments, ce qui n'est pas chose facile car la majorité des pilotes propriétaires fournis par les constructeurs sont écrits en C. L'existence de nombreuses bibliothèques en Python écrites par Pierre CLADÉ, telles que *PyDAQmx* (disponibles en *licence libre* sur internet à l'adresse <http://github.com/clade>), rend possible l'utilisation de Python pour gérer l'ensemble des instruments et appareils de l'expérience.

Le programme est divisé en plusieurs sous-programmes. L'ensemble des paramètres utilisés dans l'expérience est écrit dans le programme principal. Ce dernier calcule l'intégralité des signaux qui seront envoyés aux sorties analogiques et digitales.

Le programme effectue plusieurs tâches à chaque cycle de la mesure (i.e. chaque point sur un spectre), énumérées ici de façon simplifiée : détermination des paramètres à utiliser, ouverture des communications avec les instruments, exécution des commandes, acquisition des données, sauvegarde dans une base de données *SQLite*. L'avantage d'utiliser des bases de données en *SQLite* est une exploitation facilitée par la suite, également réalisée en Python. Une nouvelle base de données est recrée entre chaque mesure du rapport h/m . Chaque cycle de mesure dure environ 900 ms. Pendant la séquence de chargement du 3D-MOT qui dure environ 500 ms, le programme est en attente. Ce temps mort est mis à profit pour réaliser l'analyse des données acquises lors du cycle précédent (ajustement du temps de vol, sauvegarde, etc.).

L'interface graphique est volontairement assez minimaliste. Nous disposons d'un bouton « Début » et d'un bouton « Fin », ainsi que d'une case à cocher permettant d'enregistrer ou non les résultats sur le disque dur. La fenêtre est divisée en trois compartiments principaux : le premier trace le temps de vol enregistré lors du cycle précédent ; le deuxième affiche le spectre en temps réel ; et le troisième permet de suivre l'évolution des variables et paramètres les plus importants, comme par exemple la fréquence $\delta_{\text{mes}} - \delta_{\text{sel}}$ de la mesure en cours ou le nombre d'oscillations de Bloch utilisées.

Le fonctionnement général du programme est de balayer une variable sur un nombre de points donné, pour faire un spectre. Par exemple, nous balayons $\delta = \delta_{\text{mes}} - \delta_{\text{sel}}$ sur 50 points pour mesurer h/m ; nous balayons la durée de l'impulsion Raman sur 30 points pour observer les oscillations de Rabi des atomes ; etc. Le programme prévoit l'utilisation de plusieurs jeux de paramètres, comme par exemple pour la mesure de h/m où nous enregistrons quatre types de spectres différents par mesure (voir partie 4.1.1). Ainsi, dès que l'acquisition des 50 points d'un spectre est achevée, le programme exécute une nouvelle fois la séquence en changeant de type de spectre. Cela permet entre autres de réaliser efficacement des mesures différentielles pour s'affranchir de certains effets systématiques sur la mesure.

Le programme laisse également à l'utilisateur la liberté de changer, entre chaque mesure, des paramètres supplémentaires afin d'alterner entre différents types de mesures. Par exemple, il est possible d'effectuer une série de mesures de h/m , en alternant entre une rampe de fréquence Bloch adiabatique et une rampe non adiabatique. Nous pouvons ainsi tester l'influence d'un paramètre en particulier sur la valeur de h/m . Le fait de réaliser des mesures alternées permet en outre de s'affranchir de certains effets systématiques variant sur le long terme. La stabilité et la fiabilité de l'expérience auto-

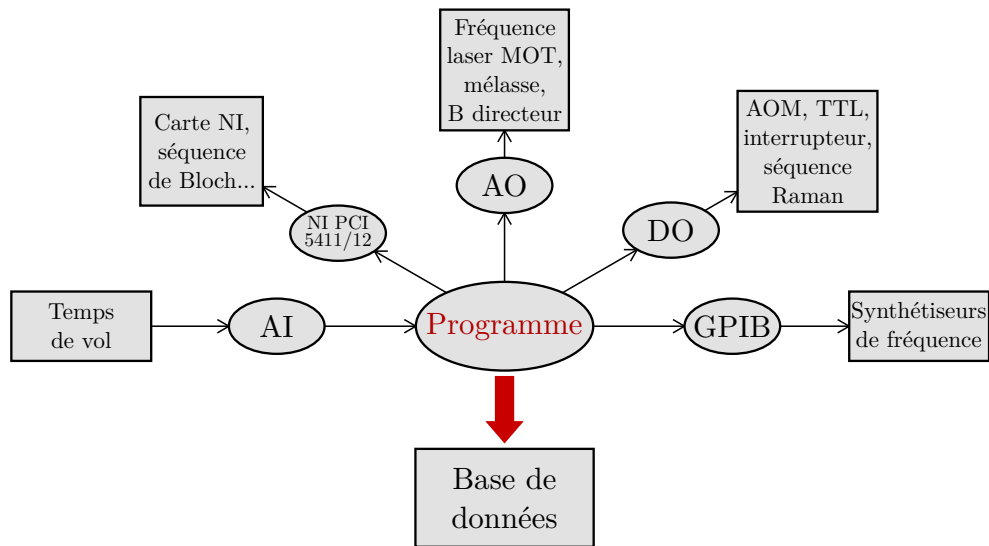


Fig. 2.35 Schéma récapitulatif du contrôle informatique de l'expérience. Le programme centralise la communication avec les différentes interfaces de l'expérience, puis se charge d'enregistrer les résultats dans une base de données permettant une exploitation ultérieure de ces résultats.

risent des mesures automatisées et alternées sur de longues périodes, nous permettant ainsi d'étudier des effets systématiques plus facilement qu'auparavant.

La Figure 2.35 schématise le système général d'interface entre l'ordinateur et l'expérience.

Deuxième partie

Principaux résultats

Chapitre 3

Gravimètre compact

Ces dernières années ont vu l'émergence de nombreux projets ambitieux visant à développer une nouvelle génération de gravimètres atomiques ultra-sensibles afin de réaliser des tests de physique fondamentale, tels que le principe d'équivalence [FRAY et al. 2004; SCHLIPPERT et al. 2014; TARALLO et al. 2014; VAROQUAUX et al. 2009], la détection d'ondes gravitationnelles [CANUEL et al. 2014; HOGAN et al. 2011; LEPOUTRE et al. 2011], ou encore la mesure de la constante gravitationnelle de Newton G [SORRENTINO et al. 2014].

La gravimétrie de haute précision présente également un intérêt majeur dans le domaine de la géophysique (exploitations pétrolières, minières, étude de la structure interne de la planète, ...).

Nous allons d'abord dresser un bref état de l'art de la gravimétrie sur des atomes froids. Ensuite, nous présenterons une nouvelle méthode pour mesurer localement l'accélération de la pesanteur, avec une sensibilité préliminaire très prometteuse. Cette méthode est fondée sur des séquences d'accélération cohérentes à l'aide d'oscillations de Bloch pour maintenir les atomes en lévitation au milieu d'un interféromètre de Ramsey-Bordé. Combinée à la technique des ascenseurs atomiques, cette méthode pourrait être exploitée pour mesurer précisément le gradient de gravité.

3.1 Quelques rappels

Avant de commencer ce chapitre, rappelons brièvement les us et coutumes en vigueur dans le domaine de la gravimétrie. L'unité couramment utilisée dans ce domaine n'est pas le m s^{-2} mais le μGal , sachant que 1 Gal vaut 1 cm s^{-2} , soit $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m s}^{-2}$.

Nous allons dans la suite de cette section introduire les grandeurs usuelles permettant de comparer deux gravimètres, puis nous allons évoquer une méthode souvent

mise en œuvre pour tester l'exactitude d'un gravimètre, qui consiste à le comparer avec un gravimètre commercial absolu.

3.1.1 Comparaisons entre gravimètres

La méthode standard pour caractériser les performances d'un gravimètre consiste à calculer sa *sensibilité*, obtenue à l'aide de la variance d'Allan (dans le cas d'un bruit blanc, la densité de bruit décroît en $t^{-1/2}$ où t est la durée de la mesure). Le critère principal pour caractériser un gravimètre est donc exprimé en unités d'accélération qu'il est possible de résoudre en 1 seconde, soit des $\text{m s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ ou, plus généralement, en unités de $g/\sqrt{\text{Hz}}$.

Un deuxième critère important est l'*exactitude* du gravimètre, c'est-à-dire sa capacité à converger vers la valeur « vraie » de g (indépendamment de la rapidité avec laquelle il converge). La précision d'un gravimètre est d'autant plus difficile à améliorer que les effets systématiques sont nombreux, ce qui peut être le cas dans un interféromètre atomique, du fait par exemple d'un déplacement des niveaux d'énergie atomiques (effet Zeeman, déplacements lumineux, etc.).

3.1.2 Exactitude d'un gravimètre

L'exactitude d'un gravimètre à atomes froids est souvent estimée en comparant ses mesures avec celles d'un autre gravimètre, la plupart du temps un gravimètre commercial.

Parmi les gravimètres commerciaux absolus, le modèle FG-5X de la compagnie Micro-g LaCoste est l'un des plus précis actuellement [FRANCIS et al. 2013]. Son principe d'opération repose sur un interféromètre optique de Michelson (Figure 3.1) avec un coin de cube (M1) en chute libre et un miroir fixe (M2) de référence. Lors de sa chute libre, le miroir M1 traverse des plans équiphasés du laser (distants de $\Delta z = \lambda$). Les franges à la sortie de l'interféromètre, obtenues à l'aide de la photodiode à avalanche (APD), sont donc balayées lors de la chute du coin de cube. Le signal sur l'APD est donc

$$I(t) = I_0 \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} z(t) + \Phi \right) \quad (3.1.1)$$

avec Φ une phase quelconque et $z(t)$ la position du coin de cube à l'instant t , qui dépend de g comme

$$z(t) = \frac{gt^2}{2} + v_0 t \quad (3.1.2)$$

où v_0 est la vitesse initiale du miroir. Le dispositif intègre également une horloge atomique au rubidium qui permet de connaître t très précisément. La sensibilité à 1 s du dispositif est donnée comme étant $15 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$, soit $1,5 \times 10^{-8} g/\sqrt{\text{Hz}}$.

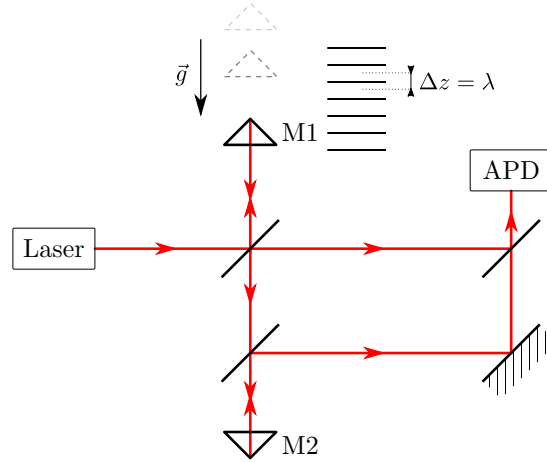


Fig. 3.1 Principe de fonctionnement du gravimètre commercial FG-5X. Un interféromètre optique de Michelson permet de mesurer l'accélération d'un coin de cube en chute libre dans le champ de pesanteur, afin de déterminer g .

L'inconvénient majeur de ce type de gravimètres est le faible taux de répétition de la mesure, qui est limité par un délai incompressible nécessaire à l'amortissement des vibrations mécaniques causées par la chute du coin de cube lors de la mesure précédente. Un autre inconvénient est son encombrement, avec une distance de chute libre du coin de cube de l'ordre de 30 cm.

3.2 Gravimétrie sur des atomes froids

Dans cette section, nous allons dresser un bref historique de la gravimétrie sur des atomes froids. Nous allons tout d'abord revenir sur l'aspect des performances d'un gravimètre « fondateur » [KASEVICH et CHU 1991], puis nous nous intéresserons au contexte et aux enjeux actuels de la gravimétrie sur des atomes froids. Finalement, nous décrirons plus précisément l'impact des oscillations de Bloch dans la gravimétrie, et leurs applications.

3.2.1 Expérience fondatrice

L'expérience de Steven CHU et Mark KASEVICH de 1991 est la première réalisation expérimentale d'un interféromètre atomique à impulsions Raman, et son principe a déjà été présenté dans le premier chapitre de ce manuscrit (cf. 1.1.2).

L'expérience utilise des atomes de sodium dans le niveau hyperfin $|F = 1\rangle$ de l'état $3S_{1/2}$, refroidis dans un piège magnéto-optique suivi d'une mélasse optique. Comme nous l'avons vu précédemment, la séquence d'impulsions Raman utilisée est $\pi/2 - \pi - \pi/2$, séquence inspirée de l'interféromètre de Mach-Zehnder optique. Les atomes

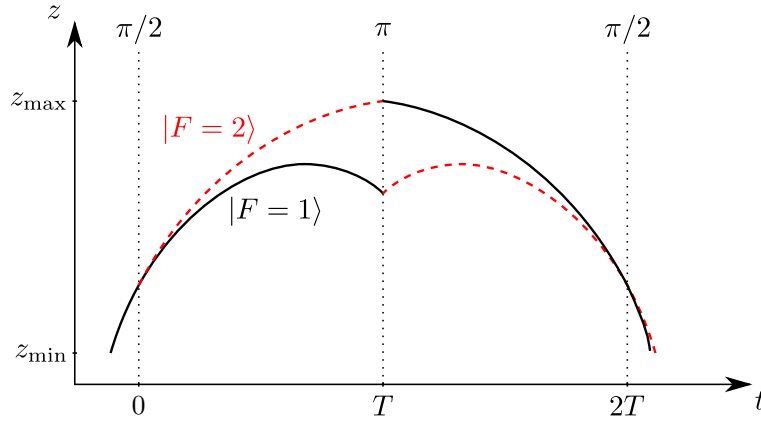


Fig. 3.2 Interféromètre de Mach-Zehnder dans une fontaine atomique. Les atomes sont d'abord lancés verticalement vers le haut, puis une séquence d'impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ réalise l'interféromètre.

sont lancés verticalement vers le haut en mettant en mouvement la mélasse optique. Le compartiment de détection des atomes se situe en contrebas de l'enceinte, et les populations atomiques sont mesurées par temps de vol. Cette configuration, appelée une « fontaine atomique » permet d'augmenter le temps d'interrogation des atomes dans l'interféromètre, et donc d'accroître sa sensibilité.

La Figure 3.2 schématise les trajectoires atomiques pendant l'interféromètre. En balayant la fréquence de la dernière impulsion Raman, on obtient des franges dont le centre correspond à $\delta\phi = 2k g T^2$, où k représente le vecteur d'onde Raman effectif et T est le temps séparant deux impulsions successives. Cela a permis à S. CHU et M. KASEVICH de mesurer g avec une sensibilité d'environ $10^{-4} g / \sqrt{\text{Hz}}$ [KASEVICH et CHU 1991].

L'état actuel des expériences de l'Université de Stanford a permis de gagner plus de 7 ordres de grandeur sur la sensibilité de l'accéléromètre, qui se trouve aux alentours de quelques $10^{-11} g / \sqrt{\text{Hz}}$ [DICKERSON et al. 2013]. La source atomique utilisée est un condensat de Bose-Einstein, qui permet de fortement réduire la décohérence du paquet atomique due à l'étalement du nuage, autorisant ainsi des temps d'interrogation plus élevés. Ce temps d'interrogation s'élève à 2,3s, ce qui correspond à une séparation maximale du paquet atomique de près de 1,4cm à l'apogée de la trajectoire. Cette nouvelle source permet d'exploiter pleinement la fontaine atomique, qui est beaucoup plus haute que lors des premières expériences (environ 10m).

3.2.2 État de l'art

Les défis majeurs de la gravimétrie sur atomes froids reposent sur le développement de techniques d'interférométrie atomique de plus en plus précises, afin de réaliser des tests de physique fondamentale.

Le principe d'équivalence d'Einstein [TARALLO et al. 2014 ; VAROQUAUX et al. 2009] peut être testé dans un gravimètre à atomes froids en mesurant l'accélération *différentielle* de la pesanteur entre deux espèces atomiques. Le test du principe d'équivalence a été réalisé entre autres avec les couples d'espèces atomiques ^{87}Rb – ^{85}Rb [FRAY et al. 2004], ^{39}K – ^{87}Rb [SCHLIPPERT et al. 2014], ^{87}Sr – ^{88}Sr [TARALLO et al. 2014].

Le paramètre principal de ces tests est le paramètre d'Eötvös, défini comme :

$$\eta = \left| \frac{\Delta a}{\tilde{a}} \right| = \frac{|a_1 - a_2|}{\frac{1}{2}|a_1 + a_2|} \quad (3.2.1)$$

où a_1 et a_2 sont les accélérations mesurées pour les deux espèces atomiques. Une valeur nulle de η signifierait que l'universalité de la chute libre est vérifiée.

Dans le cas des expériences citées ci-dessus, le paramètre d'Eötvös a été résolu à quelques 10^{-7} en valeur relative. L'expérience de fontaine atomique de Stanford prévoit d'arriver à tester le principe d'équivalence au niveau de 10^{-15} dans les années à venir [DIMOPOULOS et al. 2007].

Les gravimètres permettent également des tests de relativité générale. Cette dernière prédit par exemple que la fréquence d'une horloge dépend du potentiel gravitationnel dans lequel elle se trouve (décalage d'Einstein). Cela se traduit, sur un schéma d'interféromètre de Mach-Zehnder, par un déphasage entre le bras du haut et celui du bas, qui ressentent un potentiel gravitationnel différent. Une expérience a permis à l'équipe de S. CHU de tester le décalage d'Einstein avec une précision relative de 7×10^{-9} [MÜLLER, PETERS et CHU 2010].

Le projet SAGAS est une mission spatiale vouée à effectuer de nombreuses mesures pour tester des lois de la physique, entre autres des lois de relativité générale ou restreinte. Une partie de la mission consistera également à explorer la ceinture de Kuiper [WOLF et al. 2007]. De nombreux instruments de haute précision seront à bord du module spatial, dont un gravimètre, un gradiomètre et une horloge atomique.

L'un des objectifs du projet MIGA [CANUEL et al. 2014] est de détecter des ondes gravitationnelles. L'antenne gravitationnelle de MIGA sera constituée de trois gravimètres atomiques disposés le long d'un tunnel de 650 m, qui seront interrogés quasi-simultanément par le même faisceau laser. Ces trois mesures gravimétriques conjointes

permettront d'étudier pour la première fois des déformations locales de l'espace-temps et du champ de pesanteur terrestre sur des échelles de temps de l'ordre de la seconde.

De plus, la construction d'un laboratoire sous-terrain de grande envergure permettra de diminuer fortement le bruit de vibration mécanique sur les mesures interférométriques, afin d'atteindre le degré de précision nécessaire à la réalisation de ce projet.

La réalisation de gravimètres compacts permet des applications de gradiométrie. La constante universelle de gravitation de Newton, G , est encore très mal connue à ce jour. Une expérience récente [SORRENTINO et al. 2014] a pu utiliser un interféromètre atomique en configuration de gradiomètre pour déterminer G avec une incertitude relative de 10^{-4} .

D'un point de vue appliqué, les gravimètres peuvent être utilisés dans le cadre de la navigation inertielle à bord d'un véhicule [LANDRAGIN 2010; PETERS, CHUNG et CHU 2001]. La navigation inertielle consiste à intégrer les équations du mouvement du véhicule, en utilisant une combinaison de trois accéléromètres et de trois gyromètres, ainsi qu'une horloge atomique. Si l'on connaît le point de départ du véhicule, il est alors possible d'en déduire sa trajectoire. Cette méthode ne nécessite pas de communiquer avec un satellite, ce qui est particulièrement utile pour les sous-marins qui n'auraient alors plus besoin de refaire surface pour connaître leur position.

Les gradiomètres sont utilisés dans certains dispositifs de navigation inertielle comme « aide » à la navigation [RICHESON 2008], en d'autres termes ils permettent d'éviter à l'appareil de se perdre en cas de dysfonctionnement des autres instruments de mesure.

3.2.3 Gravimétrie à l'aide d'oscillations de Bloch

La plupart des méthodes utilisées pour améliorer la sensibilité des gravimètres consistent à augmenter le temps maximal d'interaction des atomes, en augmentant la taille de la cellule ultra-vide ou en utilisant une fontaine atomique. L'inconvénient principal de cette méthode est que la valeur de g obtenue est une valeur moyenne sur la distance de chute libre des atomes. L'augmentation de la distance de chute libre ne permet donc pas des applications telles que la gradiométrie par exemple, celle-ci nécessitant des distances de chute libre aussi faibles que possible pour avoir une meilleure résolution. De plus, cela requiert un contrôle rigoureux des effets systématiques, tels que l'effet Zeeman, sur de grandes distances.

La technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique permet d'augmenter le temps d'interrogation des atomes sans augmenter la distance de chute libre. Cela

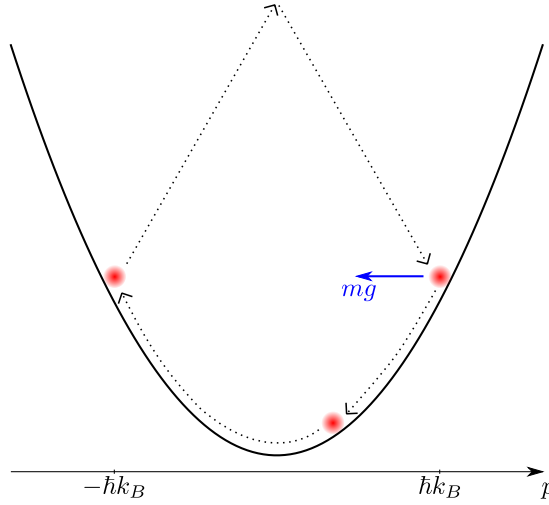


Fig. 3.3 Principe des oscillations de Bloch en chute libre. Lorsque l'impulsion de l'atome arrive en bord de zone de Brillouin, l'atome devient résonant avec une transition à deux photons, correspondant à une diffraction de l'atome par le réseau optique. Dans ce schéma, la chute libre de l'atome est compensée par une oscillation de Bloch.

consiste à utiliser un réseau optique vertical stationnaire, dans lequel les atomes, soumis à la force gravitationnelle, effectueront des oscillations de Bloch. La Figure 3.3 illustre le principe de ces oscillations de Bloch, où les atomes effectuent une transition à deux photons à chaque fois qu'ils sont résonants avec les lasers. La période de Bloch correspondante s'écrit :

$$\tau_B = \frac{2h}{mg\lambda} \quad (3.2.2)$$

où λ est la longueur d'onde des lasers Bloch et h est la constante de Planck ; pour le ^{87}Rb , $\tau_B \simeq 1,18$ ms. L'équation (3.2.2) montre que la mesure de cette période de Bloch permet de mesurer g .

Plusieurs méthodes différentes ont été proposées pour mesurer la période (ou la fréquence) de Bloch des atomes lors des oscillations de Bloch sous l'effet de la gravité, nous allons en exposer quelques-unes.

Mesure de la période de Bloch par une mesure de vitesse

La première expérience utilisant les oscillations de Bloch en onde stationnaire, visant à déterminer la période de Bloch d'atomes en chute libre, a été réalisée dans notre équipe [CLADÉ et al. 2005]. La mesure de vitesse est effectuée en utilisant deux impulsions Raman π contra-propageantes. La fréquence de la dernière impulsion est modifiée entre chaque mesure pour observer la distribution de vitesse finale des atomes, et en particulier mesurer le centre de cette distribution.

Entre les deux impulsions Raman est ajoutée une impulsion de Bloch de durée T , où les atomes effectuent 60 oscillations de Bloch. La Figure 3.4(a) schématise la séquence temporelle utilisée. Au fil des oscillations de Bloch dans le réseau, le centre de la distribution de vitesse des atomes varie périodiquement, avec une période τ_B .

Ces variations sont représentées sur la Figure 3.4(b). Un ajustement de ces données permet de retrouver la période de Bloch, et donc la valeur de g . La sensibilité atteinte sur g est de $1,1 \times 10^{-6}$ en 30 min, soit $4,7 \times 10^{-5} g/\sqrt{\text{Hz}}$.

L'expérience a été reproduite et améliorée en 2012 dans l'équipe d'Alexandre BRESSON au laboratoire de l'ONERA [CHARRIÈRE et al. 2012], à l'aide d'un interféromètre atomique. La sensibilité atteinte est de $2 \times 10^{-7} g$ en 5 min, soit $3,5 \times 10^{-6} g/\sqrt{\text{Hz}}$.

La principale limitation de cette méthode est la décohérence du paquet d'onde due aux imperfections du laser de Bloch (*speckle*) ainsi qu'à l'étalement du nuage atomique, qui réduisent le contraste de l'interféromètre.

Mesure de la période de Bloch par spectroscopie en modulation

L'équipe de G.M. TINO au LENS, à Florence, a proposé en 2011 une autre méthode de mesure de la période de Bloch [POLI et al. 2011]. Des atomes de ^{88}Sr sont piégés dans un réseau optique vertical, dont la profondeur U_0 est modulée à une certaine fréquence ν_m .

Dès que la fréquence ν_m est un harmonique de la fréquence de Bloch ν_B , les atomes peuvent effectuer des oscillations de Bloch dans le réseau, et peuvent alors passer par effet tunnel dans les sites voisins du réseau. Cela résulte en un étalement du nuage atomique, dont la taille est mesurée *in situ* à l'aide d'une technique d'imagerie par absorption.

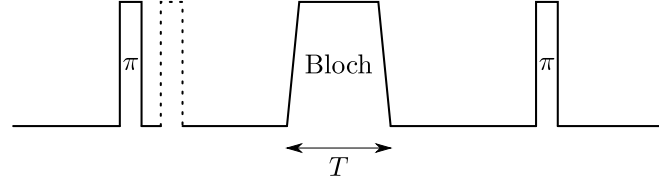
L'étalement du nuage est donc maximal lorsque ν_m est un multiple de ν_B . Dans l'article [POLI et al. 2011], le réseau est modulé avec le 5^{ème} harmonique de ν_B , la fréquence mesurée est donc $5\nu_B$.

L'incertitude relative sur g rapportée dans l'article est de $1,5 \times 10^{-7}$ en une heure d'acquisition, soit $9 \times 10^{-6} g/\sqrt{\text{Hz}}$.

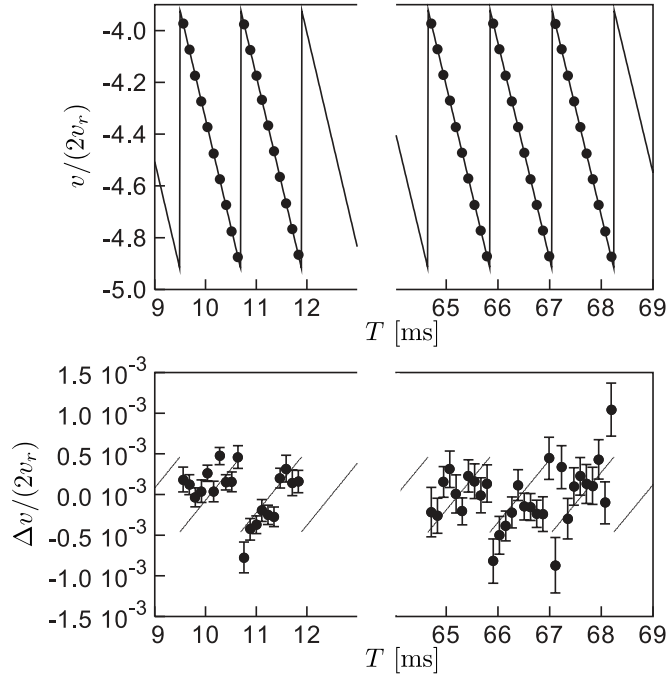
Mesure de la période de Bloch par spectroscopie Raman

Une méthode de mesure de ν_B par spectroscopie à l'aide d'une impulsion Raman sur des atomes de ^{87}Rb a été proposée en 2011, dans l'équipe de Franck PEREIRA DOS SANTOS, au laboratoire SYRTE [TACKMANN et al. 2011].

Les niveaux d'énergie du système forment une échelle de Wannier-Stark, du fait du potentiel gravitationnel mgz (Figure 3.5(a)). La différence d'énergie entre deux sites



(a) Séquence temporelle utilisée pour la mesure. Un système de deux impulsions Raman contra-propageantes π permet de mesurer la vitesse des atomes après une séquence d'oscillations de Bloch (dans un réseau stationnaire) de durée T .

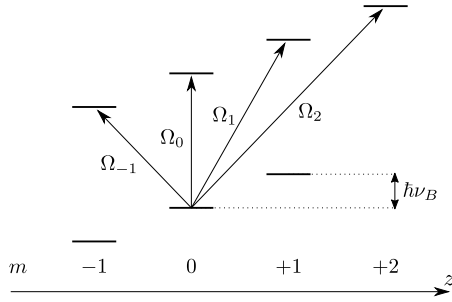


(b) Résultats de la mesure de 2005.

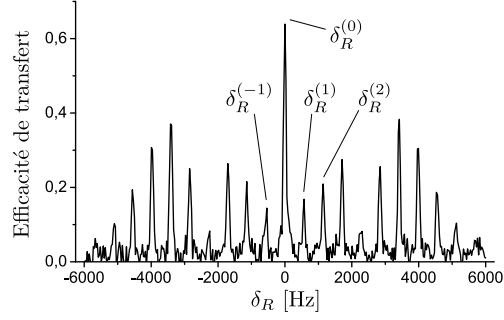
En haut : vitesse des atomes en fonction de la durée T pendant laquelle les atomes restent dans le réseau optique. La forme en « dents de scie » de la vitesse des atomes est une signature des oscillations de Bloch.

En bas : résidus de l'ajustement.

Fig. 3.4 Mesure de g par une mesure de τ_B ; expérience effectuée en 2005 dans notre équipe [CLADÉ et al. 2005]. (a) Séquence temporelle utilisée pour la mesure, et (b) résultats de l'expérience de 2005.



(a) Échelle de Wannier-Stark engendrée par le potentiel gravitationnel, en fonction de la position verticale z .



(b) Pics de résonance Raman aux fréquences δ_R multiples de la fréquence de Bloch ν_B . Tiré de [TACKMANN et al. 2011].

Fig. 3.5 Principe de la mesure de la fréquence de Bloch ν_B par spectroscopie Raman sur des états de Wannier-Stark dans un réseau optique vertical stationnaire.

voisins est égale à leur différence d'énergie potentielle, soit

$$\hbar\nu_B = mg\lambda_B/2 \quad (3.2.3)$$

où λ_B est la longueur d'onde des faisceaux de Bloch (cette équation est une réécriture de l'équation (3.2.2)).

Une impulsion Raman contra-propageante de fréquence δ_R transfère les atomes de $|F = 1, m = 0\rangle$ vers l'un des états excités de Wannier-Stark $|F = 2, m'\rangle$. L'expérience est répétée en faisant varier la fréquence δ_R afin d'exciter différentes transitions à $\Delta m = m' - m = n$ avec $n \in \mathbb{Z}$, c'est-à-dire des transitions qui couplent le site m du réseau avec son $n^{\text{ème}}$ voisin.

Plusieurs résonances sont ainsi observées pour des fréquences multiples de la fréquence de Bloch, soit $\delta_R^{(n)} = n\nu_B$. La mesure précise de l'écart entre deux résonances successives permet donc de déterminer ν_B . La Figure 3.5(b) représente les résultats expérimentaux obtenus dans l'équipe du SYRTE.

Une incertitude relative de $2 \times 10^{-5} / \sqrt{\text{Hz}}$ sur la mesure de ν_B est rapportée dans l'article précédemment cité.

3.3 Gravimètre atomique compact

Les méthodes utilisant des oscillations de Bloch dans un réseau optique stationnaire pour mesurer ν_B [CHARRIÈRE et al. 2012; CLADÉ et al. 2005] présentent un inconvénient majeur, dû à la durée pendant laquelle les faisceaux Bloch sont allumés. Le réseau optique est allumé en permanence pendant le temps de lévitation des atomes,

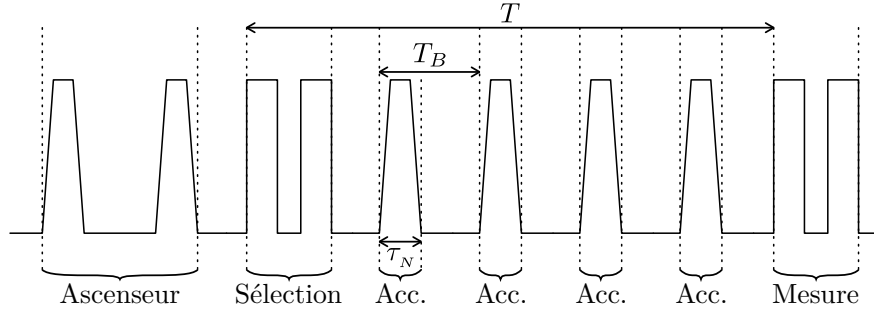


Fig. 3.6 Séquence temporelle utilisée pour le gravimètre compact. Après une séquence d'ascenseur atomique, une série de $M = 4$ accélérations de Bloch permet de faire « léviter » les atomes pendant l'interféromètre de Ramsey-Bordé de durée T .

ce qui induit une décohérence du paquet atomique du fait des fluctuations d'intensité du laser Bloch, limitant ainsi la sensibilité de l'interféromètre.

Nous avons proposé une méthode permettant de réduire fortement le temps total d'allumage des faisceaux Bloch [ANDIA et al. 2013]. Elle consiste à compenser la chute libre des atomes à l'aide d'impulsions de Bloch très courtes, avec un nombre élevé d'oscillations de Bloch.

La séquence temporelle permet de mesurer l'accélération de la pesanteur avec une bonne précision, tout en gardant l'avantage d'une mesure très compacte. En effet les atomes sont maintenus dans une zone de 5 mm de haut pendant l'expérience, tandis que les gravimètres usuels nécessitent souvent des distances de chute supérieures à 10 cm.

Dans la suite de cette section nous allons décrire le protocole expérimental mis en œuvre, puis nous discuterons les avantages de cette méthode et ses potentielles applications.

3.3.1 Principe de la mesure

La séquence temporelle utilisée est représentée sur la Figure 3.6. Nous réalisons un interféromètre en configuration Ramsey-Bordé. Les atomes sont maintenus dans une région de 5 mm de haut, à l'aide d'impulsions de Bloch les accélérant dans le sens opposé à \vec{g} (Figure 3.7). Le temps T_B , entre deux impulsions de Bloch, est défini tel que les atomes soient toujours à la même hauteur et à la même vitesse au début de chaque impulsion Bloch (ce qui revient à « jongler » avec les atomes). On peut donc écrire que la vitesse acquise par les atomes en chute libre entre deux impulsions, $-gT_B$, doit être exactement compensée par la vitesse transmise lors de chaque impulsion, $2Nv_r$.

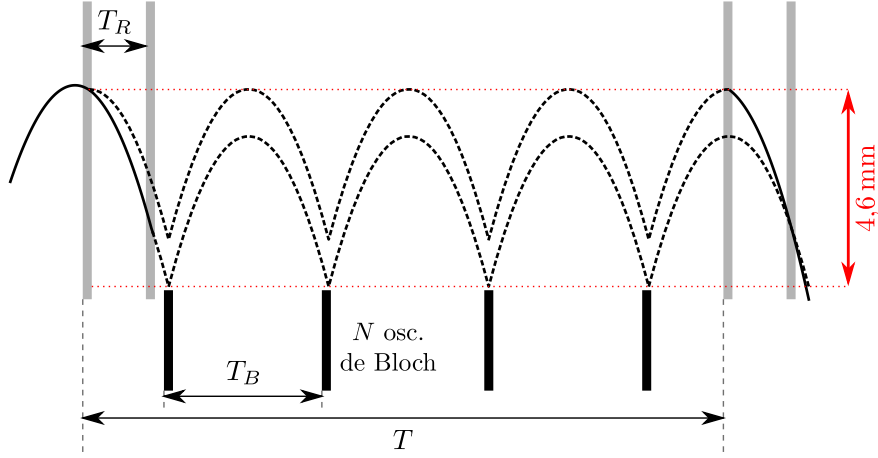


Fig. 3.7 Illustration de la trajectoire des atomes pendant la mesure de l'accélération de la pesanteur. Les impulsions Raman sont en gris, les impulsions Bloch sont en noir. La trajectoire des atomes est représentée en traits pleins pour l'état $|F = 2\rangle$ et en pointillés pour $|F = 1\rangle$.

On trouve finalement l'expression suivante :

$$T_B = \frac{2Nv_r}{g} = N\tau_B \quad (3.3.1)$$

où τ_B est la période de Bloch du réseau.

Le changement de vitesse acquis par les atomes, après M séries de N oscillations de Bloch chacune, induit un effet Doppler¹ :

$$\begin{aligned} \delta_R &= -2k_R g T + 2NMv_r T \\ &= -(k_1 + k_2)gT + \frac{2NM\hbar k_B}{m_{\text{Rb}}} T \end{aligned} \quad (3.3.2)$$

où k_R est le vecteur d'onde Raman effectif, et k_B celui des faisceaux Bloch. La Figure 3.8 représente un spectre typique obtenu de cette manière.

D'où l'expression de g :

$$g = \frac{1}{T} \left(\frac{2NM\hbar k_B}{m_{\text{Rb}}} - \frac{\delta_R}{k_1 + k_2} \right) \quad (3.3.3)$$

où nous utilisons la valeur de \hbar/m_{Rb} déterminée lors de notre dernière campagne de mesure du rapport \hbar/m [BOUCHENDIRA et al. 2011], et qui présente une incertitude relative de $1,32 \times 10^{-9}$.

1. Le sens Raman étant choisi vers le haut, l'effet Doppler dû à g est négatif.

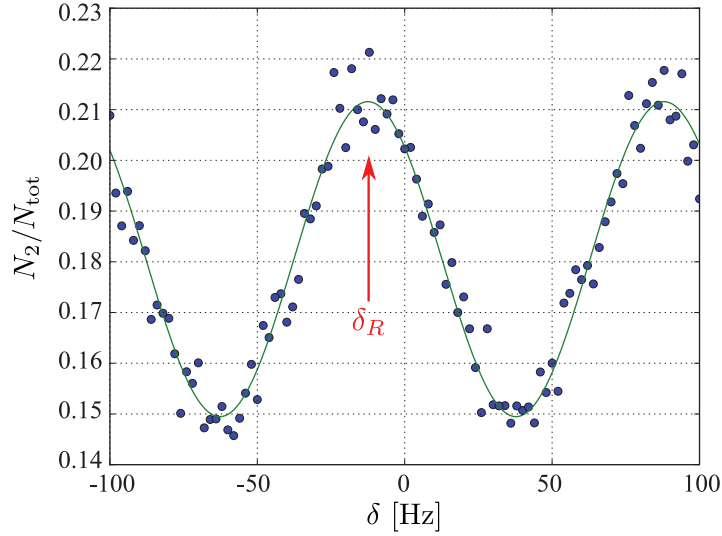


Fig. 3.8 Spectre typique obtenu avec notre protocole de mesure de g . La mesure de la position de la frange centrale δ_R permet de remonter à la valeur de g à l'aide de l'équation (3.3.3).

Expérimentalement, T_B vaut environ 61 ms. La durée de chaque impulsion de Bloch est $\tau_N = 2$ ms. Nous effectuons un nombre $M = 4$ de cycles accélération – chute libre. Les atomes sont maintenus dans une région d'environ 5 mm de haut pendant près de 230 ms.

3.3.2 Résultats de l'expérience

Les résultats sont reportés sur la Figure 3.9. Nous avons effectué cette mesure pendant plus de 24 heures. Cela nous a permis d'observer les « effets de marée », à savoir des modifications locales de la valeur de g . Ces dernières sont principalement dues à des mouvements de lave et de roches dans les couches internes de la Terre sous l'effet de l'attraction du soleil et de la lune. Elles se traduisent par une modification de la distribution de masse de la planète, et donc de g . Le modèle théorique utilisé pour réaliser l'ajustement de nos résultats est issu d'un programme interne de l'ONERA, fondé sur le modèle de TAMURA et WENZEL [TAMURA 1987].

La sensibilité préliminaire de notre mesure est de $7,4 \times 10^{-7}g$ sur un temps d'intégration de 1s (Figure 3.10). Cette performance est surpassée d'environ deux ordres de grandeurs par les gravimètres usuels comme nous l'avons vu précédemment ; cependant, notre méthode permet des mesures compactes, tout en réduisant les effets systématiques dus au temps d'allumage des faisceaux Bloch.

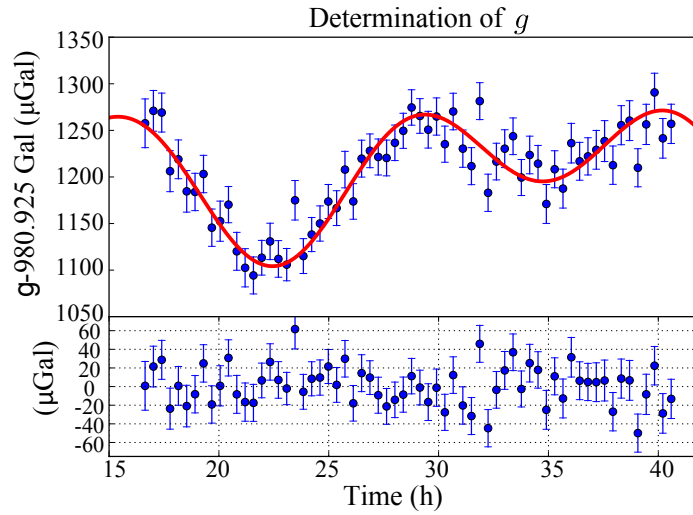


Fig. 3.9 Résultats obtenus pendant plus de 24 heures de mesure de g .

Figure du haut : valeur relative de g , en μGal ($1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm/s}^2 = 10^{-2} \text{ m/s}^2$), par rapport à une référence $g_{\text{ref}} = 980,925 \text{ Gal}$. Ajustement par le modèle des effets de la marée terrestre.

Figure du bas : résidus de l'ajustement.

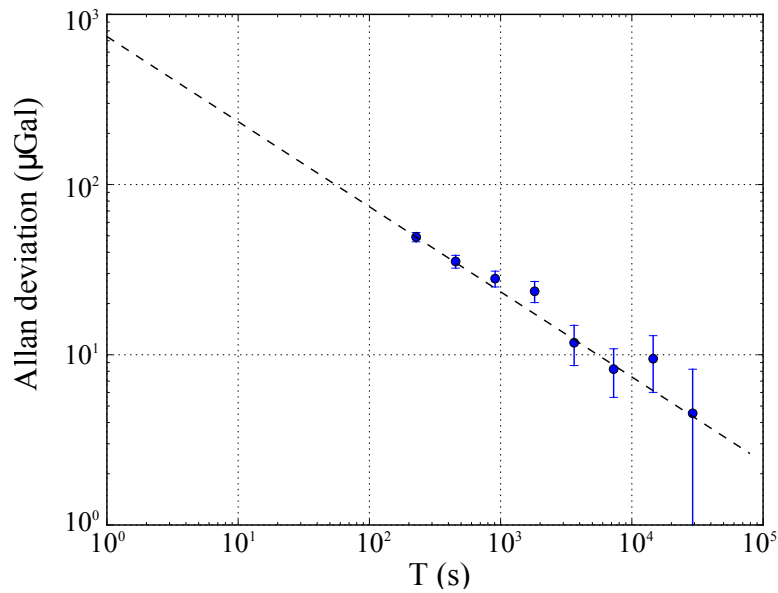


Fig. 3.10 Variance d'Allan du jeu de données présenté en Figure 3.9. Cette mesure présente une sensibilité de $7,4 \times 10^{-7} g$ à 1s.

3.3.3 Réduction de l'effet systématique dû aux faisceaux Bloch

Comme discuté précédemment, les autres expériences de gravimétrie à base d'oscillations de Bloch nécessitent un temps d'allumage des faisceaux Bloch de l'ordre de plusieurs dizaines de ms. L'intérêt principal de la nouvelle méthode exposée ci-dessus réside dans le fait que les faisceaux Bloch ne sont allumés que pendant 2 ms par impulsion de Bloch, soit au total pendant 8 ms pour un temps d'interrogation des atomes de près de 230 ms, contre 70 ms pour [CLADÉ et al. 2005] ou 103 ms pour [CHARRIÈRE et al. 2012].

La diminution de la durée d'allumage des faisceaux Bloch réduit fortement l'effet systématique dû aux déplacements lumineux. En effet, le profil spatial du laser est irrégulier (*speckle*), ce qui induit une force aléatoire sur les atomes, proportionnelle à la profondeur U_0 du réseau. La phase correspondant à l'effet systématique est donc proportionnelle à $U_0 \times T_{\text{tot}}$, où T_{tot} représente la durée totale pendant laquelle les faisceaux Bloch sont allumés. Par conséquent, plus la durée d'allumage des faisceaux Bloch est importante, plus cet effet systématique sera présent.

Comme il faut tout de même garder une profondeur de réseau suffisante pour ne pas détériorer l'efficacité des oscillations de Bloch (voir équation (1.2.13), p.22), il faut chercher à diminuer le temps T_{tot} en évitant de diminuer U_0 . Notre expérience nous permet même de choisir une profondeur de réseau 10 fois supérieure aux expériences précédentes, tout en obtenant des déplacements lumineux 5 fois inférieurs.

Cette méthode est limitée par la décohérence et l'étalement spatial du nuage atomique pendant la durée de l'interféromètre, qui est plus élevée que dans notre protocole habituel (plus de 200 ms contre environ 30 ms). De plus, chaque nouvelle impulsion de Bloch induit des pertes d'atomes, ce qui limite le nombre d'impulsions qu'il est possible de faire pendant l'interféromètre.

3.3.4 Applications

Nous pouvons en outre utiliser la technique des ascenseurs atomiques (voir partie 2.7.2, p.54) afin de répéter l'expérience en positionnant les atomes à plusieurs hauteurs z différentes. Ce procédé peut, entre autres, être utilisé pour adapter notre protocole à des mesures de gradiométrie, permettant ainsi de mesurer les variations de la valeur de g dans notre cellule ultra-vide. Notre mesure est très compacte (les atomes sont maintenus dans une région de 5 mm de hauteur), ce qui est particulièrement approprié pour obtenir un gradiomètre avec une bonne résolution.

Une des trajectoires possibles des atomes est représentée sur la Figure 3.11(a), avec un ascenseur atomique déplaçant initialement les atomes jusqu'à $z \simeq +3$ cm. Sont

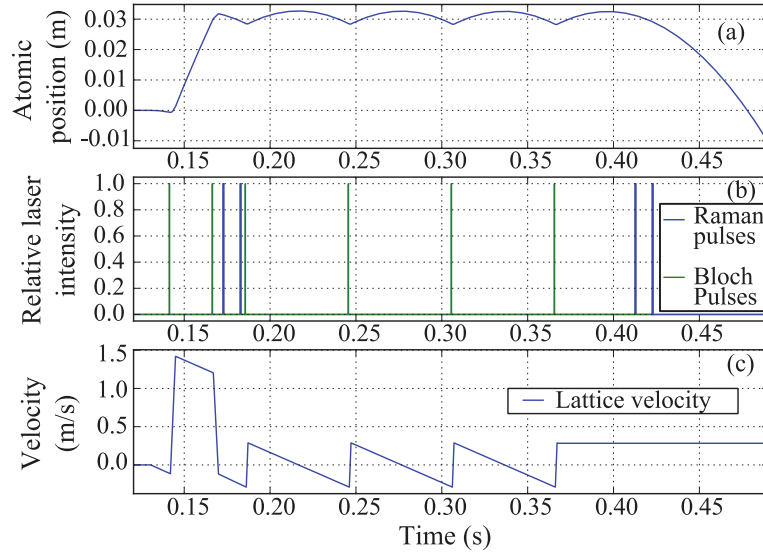


Fig. 3.11 (a) L'une des trajectoires possibles pour les atomes lors de la mesure de g . (b) Séquence temporelle d'impulsions Raman et Bloch utilisées. (c) Vitesse du réseau optique en fonction du temps (le réseau n'est allumé que pendant les impulsions Bloch détaillées sur la figure (b)).

également représentées la séquence temporelle utilisée pour les impulsions Raman et Bloch (b), ainsi que la vitesse du réseau en fonction du temps (c).

L'une des limitations de l'expérience de gradiométrie de G.M. TINO au LENS (Florence, Italie) est la connaissance précise de la position initiale des atomes. La technique d'ascenseurs atomiques, qui permet un contrôle très précis de la position et la vitesse des atomes, pourrait donc être adaptée au gradiomètre du LENS afin de réduire cette incertitude.

3.3.5 Conclusion et perspectives

La méthode proposée dans [ANDIA et al. 2013] permet de réaliser des mesures locales de la gravité, tout en s'affranchissant d'une grande partie des effets systématiques dus aux faisceaux Bloch. Les applications possibles de cette méthode incluent la gradiométrie et la navigation inertielle.

L'incertitude préliminaire obtenue sur g est $7,4 \times 10^{-7} g / \sqrt{\text{Hz}}$. Le temps d'interrogation des atomes est principalement limité par la décohérence du paquet atomique. Le contraste des franges baisse après 4 séries de 50 oscillations de Bloch, qui représentent près de 230 ms de temps d'interrogation des atomes.

L'étalement spatial du nuage d'atomes froids peut être réduit en utilisant une source d'atomes plus froids. Une nouvelle expérience est ainsi en cours de développement dans notre équipe, où nous souhaitons utiliser un nuage atomique au seuil de la condensa-

tion de Bose-Einstein. La température des atomes permet de réduire considérablement l'étalement spatial du nuage, et donc d'accéder à des temps d'interrogation des atomes plus longs [DICKERSON et al. 2013 ; GUPTA et al. 2002].

De plus, le nombre total d'impulsions de Bloch qu'il est possible d'effectuer est limité par les pertes d'atomes lors de l'allumage et de l'extinction du réseau optique, à chaque impulsion. Les diverses améliorations apportées au dispositif expérimental pendant le présent travail de thèse devraient permettre d'améliorer la précision de notre mesure de gravimétrie. Par exemple, au moment de cette mesure, nous n'utilisons pas encore de rampe adiabatique de vitesse du réseau, ce qui devrait permettre d'augmenter le nombre maximal d'oscillations de Bloch réalisables.

Enfin, l'exactitude de notre mesure doit être améliorée en approfondissant l'étude de certains effet systématiques que nous ne contrôlons pas suffisamment, tels que l'horizontalité de la table de l'expérience ou certains effets liés à l'efficacité des oscillations de Bloch (discutés dans le chapitre 4 de ce manuscrit).

Un travail de thèse, qui vise à explorer les performances ultimes de cette technique, est en cours dans l'équipe.

Chapitre 4

Mesure du rapport h/m

Le projet phare de notre équipe est de déterminer la constante de structure fine α , à l'aide de la mesure du rapport h/m_{Rb} . Ce rapport intervient dans une expression possible de α :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_{\text{Rb}}}{m_e} \frac{h}{m_{\text{Rb}}} \quad (4.0.1)$$

où la constante de Rydberg R_∞ est mesurée avec une incertitude relative de $5,9 \times 10^{-12}$ [MOHR, TAYLOR et NEWELL 2015] ; les masses relatives de l'électron m_e et d'un atome de rubidium m_{Rb} sont connues respectivement à $9,5 \times 10^{-11}$ [MOHR, TAYLOR et NEWELL 2015] et à 2×10^{-10} [BRADLEY et al. 1999]. Le facteur limitant pour la détermination de α est le rapport h/m_{Rb} .

La dernière campagne de mesure du rapport h/m a été effectuée dans l'équipe en 2011 [BOUCHENDIRA et al. 2011]. Une incertitude relative sur α de $6,6 \times 10^{-10}$ a été atteinte. L'objectif de l'équipe est maintenant de réaliser une détermination de α avec une incertitude relative inférieure à 10^{-10} .

L'objectif du présent travail de thèse a principalement été de comprendre et d'étudier les effets systématiques dans un premier temps, afin de préparer une future campagne de mesure de h/m . La deuxième partie de ce travail a été d'apporter des modifications et des améliorations au dispositif expérimental en place. Cela permet de s'assurer que l'expérience bénéficie des technologies les plus adaptées, afin de contrôler au mieux les différents effets systématiques qui limitent l'incertitude sur le rapport h/m .

4.1 Bilan des mesures précédentes

Dans cette section, nous allons rappeler les principaux éléments nécessaires aux mesures de h/m telles qu'elles sont effectuées jusqu'à présent. Nous débutons en pré-

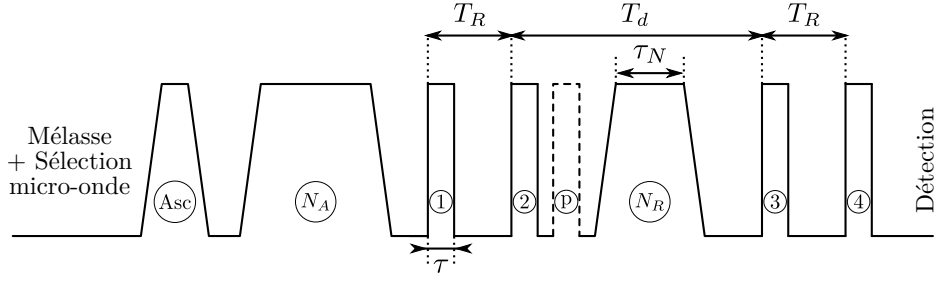


Fig. 4.1 Séquence temporelle utilisée pour la mesure de h/m .

Impulsions Raman contra-propageantes (1) et (2) : sélection, (3) et (4) : mesure.

(Asc) : ascenseur atomique. (N_A) et (N_R) : oscillations de Bloch, resp. accélération et décélération (« Aller » et « Retour »). (p) : pousseurs horizontal et vertical.

sentant le protocole de la mesure, en particulier la séquence temporelle d'utilisation des instruments présentés dans le chapitre 2. Nous discuterons finalement certains des effets systématiques qui ont été les principales limitations de la précédente campagne de mesure.

4.1.1 Protocole de mesure

Le protocole de mesure a été décrit en détail dans les thèses précédentes de l'équipe [BOUCHENDIRA 2012 ; CADORET 2008 ; CLADÉ 2005]. Nous allons commencer par rappeler brièvement au lecteur le principe de ce protocole. Il repose sur la combinaison des oscillations de Bloch avec un interféromètre atomique en configuration Ramsey-Bordé.

Séquence temporelle

La séquence temporelle peut être divisée en plusieurs étapes principales : la préparation de l'état atomique dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ par une excitation micro-onde, une sélection en vitesse par une paire d'impulsions Raman, une accélération cohérente à l'aide d'oscillations de Bloch, une mesure sensible à l'effet Doppler assurée par une deuxième paire d'impulsions Raman, puis la détection des atomes dans chaque état hyperfin $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. La séquence temporelle complète est décrite sur la Figure 4.1.

Les états interne et externe de l'atome sont d'abord préparés comme décrit en partie 2.7. Pour rappel, une sélection micro-onde prépare les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ afin de s'affranchir de l'effet Zeeman d'ordre 1. Les atomes sont ensuite accélérés par une impulsion de Bloch pour compenser l'accélération subie pendant l'interféromètre.

Une impulsion Raman $\pi/2$ contra-propageante de durée $\tau \simeq 600 \mu\text{s}$ ouvre l'interféromètre. Les atomes évoluent ensuite dans le noir (faisceaux Raman éteints) pendant une durée $T_{\text{noir}} = T_R - \tau$ avec $T_R = 10 \text{ ms}$, puis une deuxième impulsion Raman clôt la « sélection ». Les deux premières impulsions Raman sont à la fréquence δ_{sel} .

Rappelons que c'est la durée T_R de la sélection qui fixera la largeur des franges de Ramsey obtenues à la fin, dont la fréquence interfrange est $\Delta f = 1/T_R$. En pratique, nous avons généralement un interfrange de 100 Hz car nous utilisons une valeur de $T_R = 10 \text{ ms}$.

Après cette étape de sélection, nous ne souhaitons conserver que les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$, car les autres forment des interféromètres indésirables et pourront brouiller les franges par la suite. Il est donc indispensable d'appliquer un faisceau pousseur juste après la sélection afin de s'affranchir des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$, c'est-à-dire ceux qui n'ont pas fait de transition Raman.

Le pousseur élimine tous les atomes¹ dans l'état $|F = 2\rangle$, par conséquent les atomes restants sont tous dans l'état $|F = 1\rangle$, niveau à partir duquel les oscillations de Bloch sont réalisées. Les deux faisceaux Bloch contra-propageants sont allumés pendant une durée $\tau_N = 5 \text{ ms}$. L'intensité de ces faisceaux est augmentée adiabatiquement pendant $300 \mu\text{s}$ environ pour charger efficacement les atomes dans le réseau optique (voir partie 2.5.3).

Après l'accélération des atomes à l'aide des oscillations de Bloch, l'interféromètre est refermé par une dernière paire d'impulsions $\pi/2$ à la fréquence δ_{mes} . La différence de fréquence entre la sélection et la mesure est notée

$$\delta = \delta_{\text{mes}} - \delta_{\text{sel}} \quad (4.1.1)$$

Le centre des franges correspond à la valeur de δ qui vérifie la condition de résonance (équation (1.1.22), p.9), dépendante du changement de vitesse des atomes entre la sélection et la mesure dû aux oscillations de Bloch

$$\overrightarrow{\Delta v} = -2N_R v_r \vec{e}_z \quad (4.1.2)$$

Les atomes sont finalement détectés par temps de vol après l'interféromètre.

1. Le faisceau pousseur n'étant pas parfait, il reste une proportion négligeable mais non nulle d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ à ce moment, à hauteur de quelques %.

Résumé du protocole

L'état interne des atomes est résumé pour les principaux instants de la séquence, en Figure 4.2. Les vitesses mentionnées omettent volontairement l'effet de la gravité, pour des raisons de lisibilité. Les principales étapes sont :

- (I) : atomes équirépartis dans l'état $|F = 2\rangle$ après la mélasse optique ;
- (II) : atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ après la première impulsion π micro-onde et un pousseur qui supprime les atomes restants dans l'état $|F = 2\rangle$;
- (III) : atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ à la fin de la deuxième impulsion micro-onde : la distribution de vitesse est centrée autour de v_0 et large d'environ $3v_r$;
- (IV) : deux séquences Bloch consécutives, l'ascenseur et l'accélération préalable, translatent la distribution de vitesse vers une nouvelle valeur centrale $v_1 = v_0 - 2(N_{\text{asc}} + N_A)v_r$ afin d'éviter de perdre les atomes, tout en laissant les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$;
- (V) et (VI) : la première paire d'impulsions Raman contra-propageantes sélectionne une petite partie de la distribution de vitesse initiale, avec une vitesse $v_1 + 2\epsilon_R v_r$ et une largeur d'environ $v_r/15$; le paquet atomique est alors dans une superposition cohérente des états $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Un pousseur supprime ensuite les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. La distribution de vitesse présente des franges car elle résulte de la convolution des distributions des deux paquets d'onde restants, qui sont à des positions différentes dans l'espace ;
- (VII) : les atomes sont accélérés de manière cohérente à l'aide de N_R oscillations de Bloch (certains atomes sont perdus par émission spontanée dans le réseau), la distribution de vitesse est centrée sur $v_1 - 2(N_R - \epsilon_R)v_r$;
- (VIII) : la mesure referme l'interféromètre, la probabilité de transition en fonction de δ prend alors la forme de franges de Ramsey-Bordé. Ce sont ces franges que nous observons en faisant varier δ entre chaque mesure.

Mesure différentielle

Nous utilisons quatre spectres pour déterminer une valeur du rapport h/m . Cela permet d'éliminer une grande partie des effets systématiques à l'aide d'une mesure différentielle entre ces spectres. Les paramètres utilisés pour chaque spectre sont explicités dans le tableau 4.1.

Pour approfondir l'intérêt de cette mesure différentielle, écrivons la relation qui lie la vitesse v_{sel} des atomes sélectionnés, à la fréquence δ_{sel} des faisceaux Raman à la sélection (équation (1.1.22), p.9) :

$$v_{\text{sel}} = \epsilon_R \left(\frac{\hbar k_{\text{sel}}}{m} - \frac{\delta_{\text{sel}}}{2k_{\text{sel}}} \right) \quad (4.1.3)$$

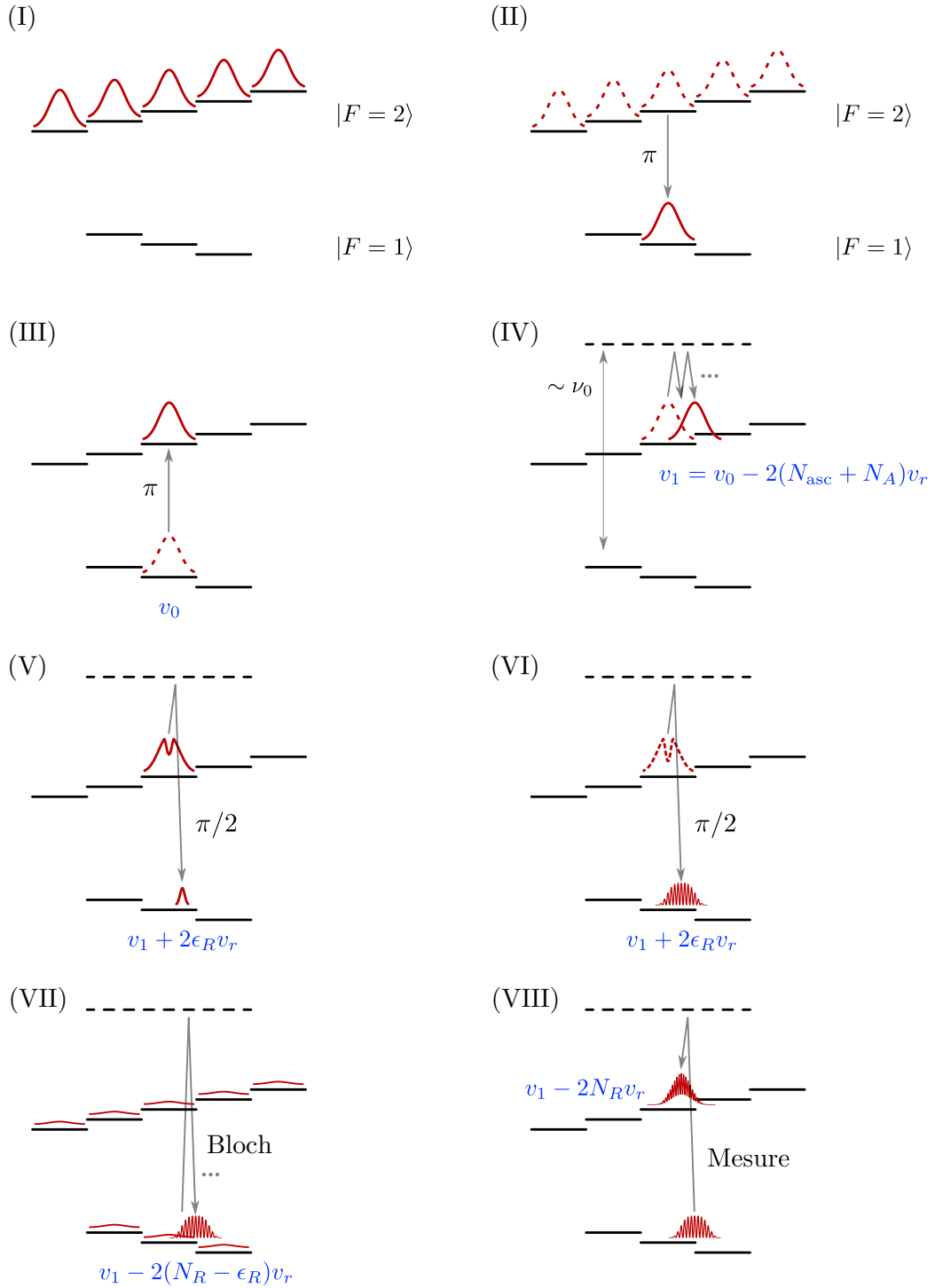


Fig. 4.2 État interne des atomes lors de la séquence de mesure de h/m . Détails : voir texte (p. 90).

Spectre	ϵ_R	N_{asc}	N_A	N_R
1	-1	-300	+800	-500
2	+1	-300	+800	-500
3	-1	+300	-800	+500
4	+1	+300	-800	+500

Table 4.1 Paramètres de chacun des quatre spectres utilisés pour mesurer h/m . Le sens des faisceaux Raman est échangé entre les jeux de spectres (1,3) et (2,4), tandis que le sens de l'accélération de Bloch est échangé entre les jeux de spectres (1,2) et (3,4).

où k_{sel} est le vecteur d'onde effectif des Raman lors de la sélection. De plus, la fréquence δ_{mes} résonante avec les mêmes atomes lors de la mesure vérifie :

$$v_{\text{sel}} + \Delta v = \epsilon_R \left(\frac{\hbar k_{\text{mes}}}{m} - \frac{\delta_{\text{mes}}}{2k_{\text{mes}}} \right) \quad (4.1.4)$$

où

$$\Delta v = -2N_R v_r - gT_E = -2N_R \frac{\hbar k_B}{m} - gT_E \quad (4.1.5)$$

est le changement de vitesse subi par les atomes entre la sélection et la mesure. k_B est le vecteur d'onde des faisceaux Bloch.

Les équations (4.1.3) et (4.1.4) permettent de s'affranchir de la connaissance de v_{sel}

$$\frac{\delta_{\text{mes}}}{2k_{\text{mes}}} - \frac{\delta_{\text{sel}}}{2k_{\text{sel}}} + \epsilon_R gT_E = \frac{\hbar}{m} (2\epsilon_R N_R k_B + k_{\text{mes}} - k_{\text{sel}}) \quad (4.1.6)$$

Nous éliminons le terme qui fait intervenir g en changeant le sens de l'accélération Bloch entre deux mesures (ce qui revient à changer le signe de N_R). Ce changement intervient entre les spectres (1,2) et les spectres (3,4). Nous obtenons alors une première mesure différentielle

$$\frac{\delta_{\text{mes}}^H}{2k_{\text{mes}}^H} - \frac{\delta_{\text{sel}}^H}{2k_{\text{sel}}^H} - \frac{\delta_{\text{mes}}^B}{2k_{\text{mes}}^B} + \frac{\delta_{\text{sel}}^B}{2k_{\text{sel}}^B} = \frac{\hbar}{m} \left(2\epsilon_R (N_R^H - N_R^B) k_B + k_{\text{mes}}^H - k_{\text{sel}}^H - k_{\text{mes}}^B + k_{\text{sel}}^B \right) \quad (4.1.7)$$

qui permet de s'affranchir de la connaissance exacte de g . Les exposants H ou B se réfèrent respectivement aux spectres avec l'accélération de Bloch vers le haut ou vers le bas.

Les deux autres spectres correspondent à un changement du sens des Raman ϵ_R . Ce changement permet de s'affranchir d'un grand nombre d'effets systématiques, tels que les déplacements des niveaux d'énergie constants ou périodiques (effet Zeeman d'ordre 2 ou déplacements lumineux par exemple).

Soit un effet systématique dépendant de la position et du temps, qui déplace les niveaux d'énergie de $\Delta\nu(t, z)$. L'équation (4.1.6) donne dans ce cas

$$\delta = \delta_{\text{mes}} - \delta_{\text{sel}} = \delta\nu - \epsilon_R k_{\text{eff}} \Delta v \quad (4.1.8)$$

où $\delta\nu$ est la variation de l'effet systématique entre la sélection et la mesure (entre $(t_{\text{sel}}, z_{\text{sel}})$ et $(t_{\text{mes}}, z_{\text{mes}})$), et Δv la variation de vitesse des atomes tenant compte du nombre d'oscillations de Bloch effectuées pendant l'interféromètre.

En réalisant une mesure de δ pour chacun des deux sens Raman +1 et -1, puis en écrivant leur demi-différence

$$\frac{\delta_+ - \delta_-}{2} = \frac{\delta\nu(z_+, t) - \delta\nu(z_-, t)}{2} - k_{\text{eff}} \Delta v \quad (4.1.9)$$

on peut s'affranchir de $\delta\nu$ en supposant que la mesure est réalisée au même endroit dans les deux cas ($z_+ = z_-$) et que $\delta\nu$ est périodique avec la séquence. Les deux effets se compensent alors, et la vitesse mesurée est

$$\Delta v = v_{\text{mes}} - v_{\text{sel}} = -\frac{\delta_+ - \delta_-}{2k_{\text{eff}}} \quad (4.1.10)$$

Finalement chacun de ces spectres fournit une valeur du centre des franges δ_i . La mesure différentielle s'effectue entre les spectres 1 et 2 d'une part et entre les spectres 3 et 4 d'autre part (pour le sens Raman), et enfin ces deux mesures différentielles sont retranchées l'une à l'autre pour éliminer l'effet de g . L'équation (4.1.7) donne alors :

$$\left(\frac{h}{m}\right) = \frac{(\delta_1 - \delta_2) - (\delta_3 - \delta_4)}{4(N_R^H - N_R^B)k_B k_{\text{eff}}} \quad (4.1.11)$$

Les trajectoires des deux bras pour chacun des quatre spectres sont schématisées en Figure 4.3.

Mesure typique de h/m

Un cycle de mesure typique (un point sur l'un des quatre spectres) dure environ 900 ms. Chaque spectre est constitué de 50 cycles, soit une durée d'acquisition d'un peu plus de 50 secondes par spectre (du fait de diverses latences, en particulier le chargement de la séquence Bloch dans la carte NI qui dure quelques secondes). Une mesure de h/m (un ensemble de quatre spectres) est enregistrée, en moyenne, en un peu plus de 3 minutes et 30 secondes.

La Figure 4.4 montre quatre spectres issus d'une mesure de h/m . Chaque spectre est obtenu à partir de 50 points, pour une durée totale d'environ 3 minutes et 40

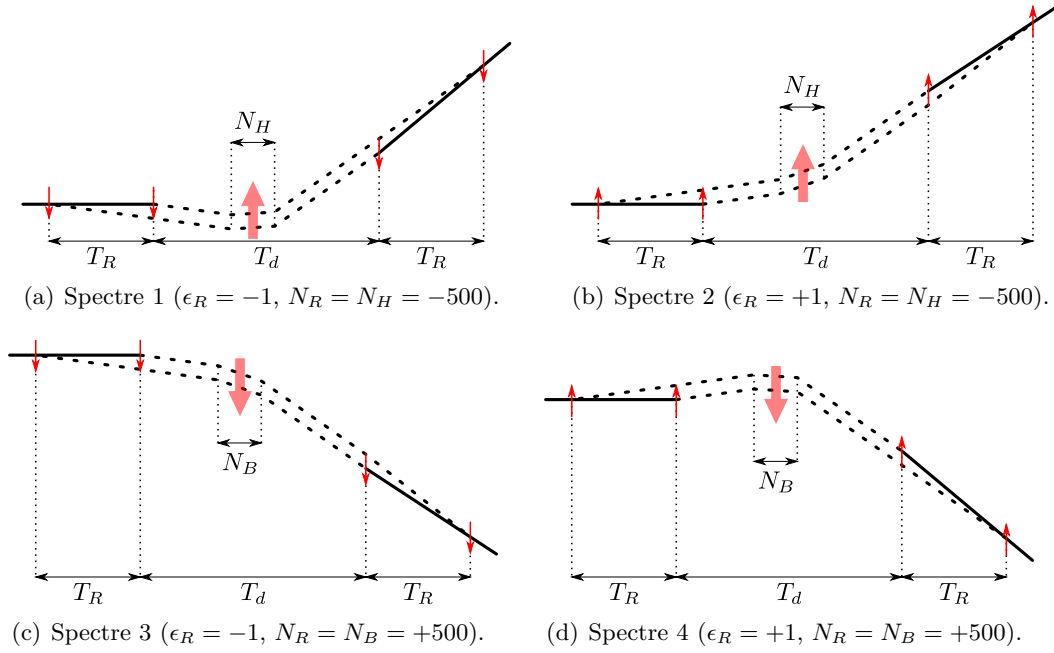


Fig. 4.3 Trajectoires schématisées pour chacun des quatre spectres. L'état $|F = 2\rangle$ est représenté en traits pleins, l'état $|F = 1\rangle$ en pointillés.

secondes. Deux périodes des franges d'interférences sont représentées (soit une amplitude de balayage de δ correspondant à $2/T_R = 200$ Hz). Le contraste est d'environ 15% pour chaque spectre. Les points expérimentaux sont ajustés par une fonction cosinus (voir partie 1.1.2). L'incertitude sur la valeur de h/m avec cette seule mesure est de $3,98 \times 10^{-9}$ soit une sensibilité de $5,89 \times 10^{-8} / \sqrt{\text{Hz}}$.

La série de mesures dont ont été tirés les spectres mentionnés ci-dessus est représentée en Figure 4.5. La valeur de référence définissant l'origine des ordonnées est la valeur déterminée en 2011 dans l'équipe [BOUCHENDIRA et al. 2011] :

$$\left(\frac{h}{m}\right)_{\text{ref}} = 4,591\,359\,276\,7(14) \times 10^{-9} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \quad (4.1.12)$$

Une quantité importante dans ce type de mesures est le « χ^2 ». Pour un jeu de valeurs $(X_i)_{i \in \llbracket 1; n \rrbracket}$ muni d'incertitudes (σ_i) , dont la moyenne est \bar{X} , le χ^2 est un test statistique qui quantifie les fluctuations des (X_i) autour de leur moyenne, et est défini par

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{X_i - \bar{X}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.1.13)$$

La valeur obtenue pour ce jeu de données est $\chi^2 \simeq 1,12$. Cette valeur est assez proche de 1, qui est la valeur attendue si l'on fait l'hypothèse que les mesures sont

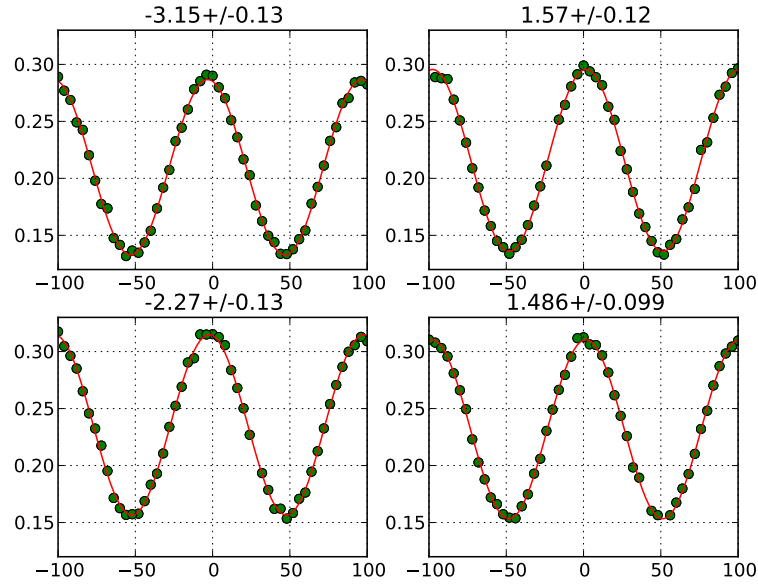


Fig. 4.4 Ensemble de quatre spectres typiques obtenus lors d'une mesure de h/m . La durée totale d'acquisition d'un tel jeu de spectres avoisine les 4 minutes.

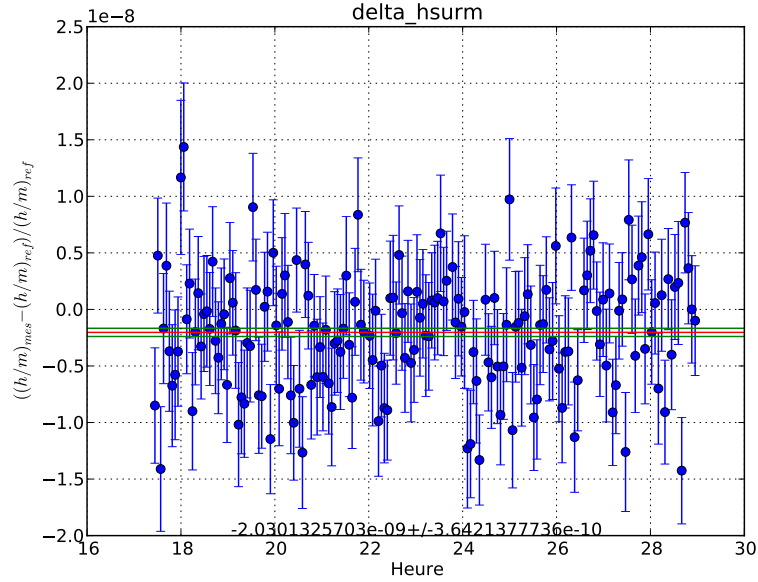


Fig. 4.5 Exemple type d'une série de mesures du rapport h/m , sur environ 12 heures d'acquisition. La moyenne et l'écart-type de ce jeu de valeurs sont représentés graphiquement pour guider l'œil du lecteur. La valeur de h/m obtenue lors de la dernière campagne de mesures effectuée par l'équipe en 2011 [BOUCHENDIRA et al. 2011] a été choisie comme référence pour l'axe des ordonnées.

toutes indépendantes entre elles (pas de corrélation entre les mesures) et de variance σ_i . La valeur de h/m obtenue à l'issue de cette série de mesures n'est néanmoins pas présentée ici, car son exactitude n'a pas été estimée.

Nous allons maintenant exposer le bilan d'incertitude établi en 2011 par l'équipe lors de la dernière campagne de mesure. Nous reviendrons en détail sur certains de ces effets systématiques par la suite.

4.1.2 Effets systématiques

La campagne de mesure du rapport h/m de 2011 a permis à l'équipe de déterminer la valeur de la constante de structure fine α [BOUCHENDIRA et al. 2011] :

$$\alpha^{-1} = 137,035\,999\,037(90) [6,6 \times 10^{-10}] \quad (4.1.14)$$

Le bilan des incertitudes est présenté dans le tableau 4.2. L'incertitude statistique est de $2,2 \times 10^{-10}$ en près de 15 heures, et elle est limitée par le bruit de vibration mécanique de la table de l'expérience.

Source	Correction α^{-1} ($\times 10^{-10}$)	Incrtitude relative α^{-1} ($\times 10^{-10}$)
Fréquence des lasers		1,3
Alignement des faisceaux	-3,3	3,3
Courbure du front d'onde, phase de Gouy	-25,1	3,0
Effet Zeeman du 2nd ordre	4,0	3,0
Gradient de gravité	-2,0	0,2
Déplacement lumineux (1 photon)		0,1
Déplacement lumineux (2 photons)		0,01
Déplacement lumineux (oscillations de Bloch)		0,5
Indice de réfraction du nuage atomique et interactions atomiques		2,0
Total effets systématiques	-26,4	5,9
Incrtitude statistique		2,0
Constante de Rydberg et rapport m_e/m_{Rb}		2,2
Total		6,6

Table 4.2 *Bilan des incertitudes établi en 2011, lors de la dernière campagne de détermination de α effectuée dans notre équipe [BOUCHENDIRA et al. 2011].*

D'autre part, trois effets systématiques ont un impact prépondérant sur α , avec une incertitude supérieure à 3×10^{-10} . Les améliorations apportées au dispositif expérimental pendant le présent travail de thèse, dont certaines sont discutées dans la suite, nous ont permis d'étudier plus en détail certains effets systématiques affectant la mesure du rapport h/m .

Nous avons donc cherché tout d'abord à réduire la courbure des fronts d'onde (phase de Gouy), en élargissant les faisceaux Raman et Bloch. En effet, expérimentalement,

les faisceaux ne vérifient pas exactement le modèle de l'onde plane, et la direction de leur vecteur d'onde effectif dépend de la distance à l'axe des lasers. La direction du recul imprimé par les transitions Raman n'est donc pas constante sur l'ensemble du nuage atomique.

Ensuite, nous avons gagné en contrôle sur l'alignement des faisceaux, ce qui est nécessaire pour éviter des fluctuations du taux de couplage dans les fibres optiques. Ces fluctuations se traduisent par des fluctuations de puissance laser vue par les atomes, et donc par une baisse de contraste sur l'interféromètre.

De plus, nous avons modélisé l'effet Zeeman d'ordre 2, dû au gradient de champ magnétique dans la cellule. Cette modélisation a pour but de calculer les variations de h/m dues au champ magnétique.

Nous reviendrons sur les effets systématiques, ainsi que les éventuelles modifications du dispositif opérées pour s'en affranchir, tout au long de ce chapitre.

4.2 Réduction du bruit statistique sur l'expérience

Dans cette section, nous allons présenter l'étude qui a été menée pour réduire les vibrations mécaniques.

La mesure de h/m est issue de la mesure de la vitesse transférée aux atomes par N oscillations de Bloch. L'incertitude statistique $\sigma_{h/m}$ dépend de l'incertitude sur le centre des franges de l'interféromètre, σ :

$$\sigma_{h/m} = \frac{\sigma}{2N} \quad (4.2.1)$$

L'incertitude σ sur chaque spectre Ramsey est en partie limitée par les vibrations mécaniques transmises à la cellule par le sol. Les effets du bruit de vibration peuvent être observés de manière très nette en augmentant le temps Ramsey, T_R , pendant lequel les atomes sont dans des états internes différents. La Figure 4.6 montre deux spectres obtenus avec deux valeurs de T_R différentes, 10 ms et 40 ms. Le bruit sur les franges augmente très visiblement lorsque T_R augmente.

L'intérêt d'augmenter T_R dans notre expérience est de pouvoir augmenter la sensibilité de l'interféromètre (rappelons que l'interfrange est en $1/T_R$). L'augmentation de T_R est cependant limitée par le bruit de vibration, car les atomes sont d'autant plus sensibles aux vibrations que la durée de l'interféromètre est élevée, comme le confirme la Figure 4.7(a) avec une augmentation du bruit de phase.

Cependant, l'interfrange est en $1/T_R$, par conséquent l'incertitude *absolue* sur le centre des franges diminue avec T_R . Finalement, l'incertitude mesurée sur le centre des

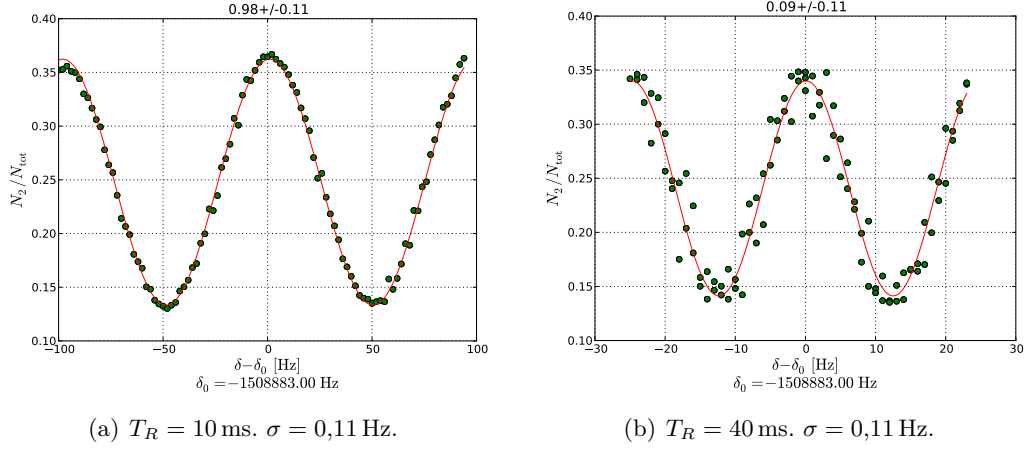


Fig. 4.6 Spectres obtenus pour différents temps Ramsey T_R , tous paramètres égaux par ailleurs. L'incertitude σ est très similaire entre les deux spectres (a) et (b), malgré une nette dégradation apparente de la qualité du spectre (b). Ceci est dû à la réduction de l'interfrange lors de l'augmentation de T_R .

franges ne dépend presque pas de T_R puisque l'augmentation du bruit de phase est compensée par la diminution de l'interfrange, ce qui est confirmé par la Figure 4.7(b). L'incertitude absolue σ varie de moins de 10% entre $T_R = 10$ ms et 40 ms.

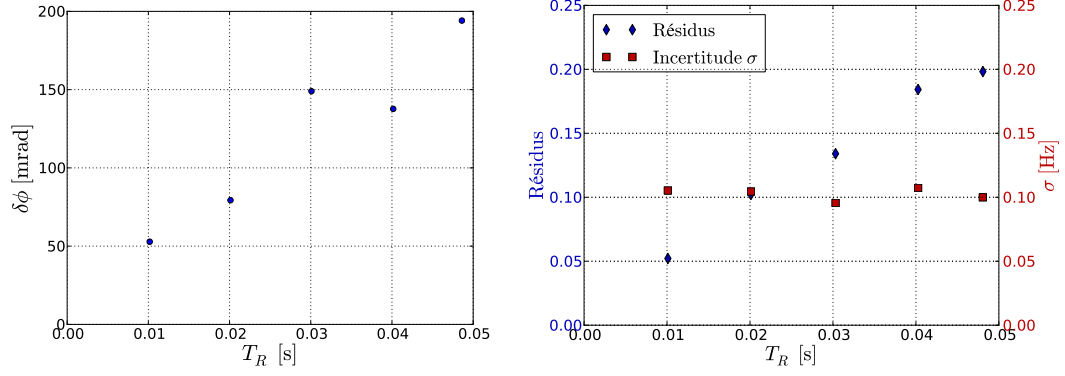
Le bruit de phase $\delta\phi$ est mesuré en effectuant l'acquisition d'un spectre de Ramsey, où chaque point est moyenné sur 10 mesures (Figure 4.8). Le bruit de phase est ensuite extrait du calcul de la variance du signal en chaque point du spectre.

L'incertitude typique sur la position de la frange centrale de l'interféromètre est $\sigma \simeq 0,09$ Hz (soit $\sim 5 \times 10^{-6} v_r$) pour un spectre complet (~ 50 s d'acquisition) lorsque les pieds d'isolation Minus-k sont correctement réglés (Figure 4.9(a)). La Figure 4.9(b) montre qu'un mauvais réglage peut dégrader cette incertitude. Le réglage des pieds d'isolation est donc critique pour pouvoir augmenter T_R et pour mesurer h/m .

4.2.1 Nouvelles plates-formes, isolation passive

Lors de la campagne de mesures de 2011, le marbre de 320 kg supportant l'enceinte à vide de l'expérience était isolé des vibrations par un système de quatre plates-formes actives asservies (marque *Table Stable*), dont la fréquence naturelle est proche de 1 Hz. Afin d'améliorer l'isolation à basse fréquence, nous utilisons maintenant un système d'isolation passive (Minus-K, *BM-1*) avec une fréquence naturelle plus basse (0,5 Hz). Deux plates-formes d'isolation sont nécessaires pour supporter les 780 kg que pèse cette partie de l'expérience.

La technologie d'isolation passive est utilisée dans différents domaines allant de l'amélioration de la reproduction du son lors de la lecture de vinyles à l'astronomie



(a) Bruit de phase (mesuré en effectuant l'acquisition d'un spectre de Ramsey, où chaque point est moyenné sur 10 mesures) en fonction de T_R . (b) Incertitude sur le centre des franges et résidus des ajustements, en fonction de T_R .

Fig. 4.7 (a) : bruit de phase des spectres et (b) : incertitude σ sur la position de la frange centrale, en fonction de T_R . Malgré un bruit de phase plus important pour les valeurs élevées de T_R , l'incertitude σ reste quasi-constante du fait de la diminution de l'interfrange.

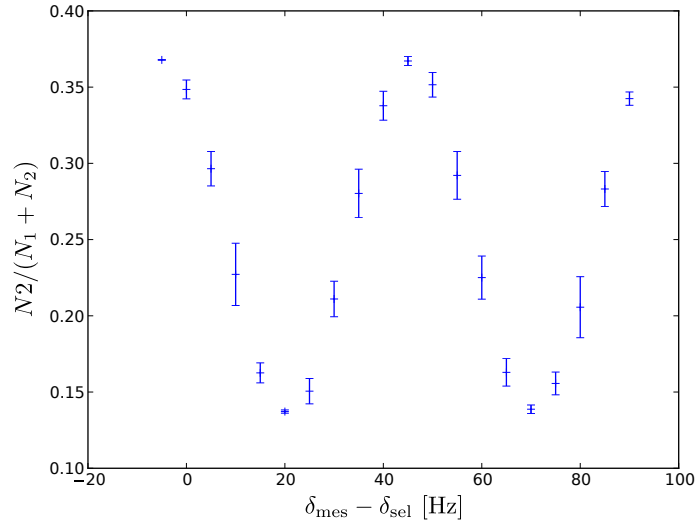


Fig. 4.8 Spectre de Ramsey où chaque point est issu d'une moyenne sur 10 mesures, permettant de mesurer le bruit de phase des franges.

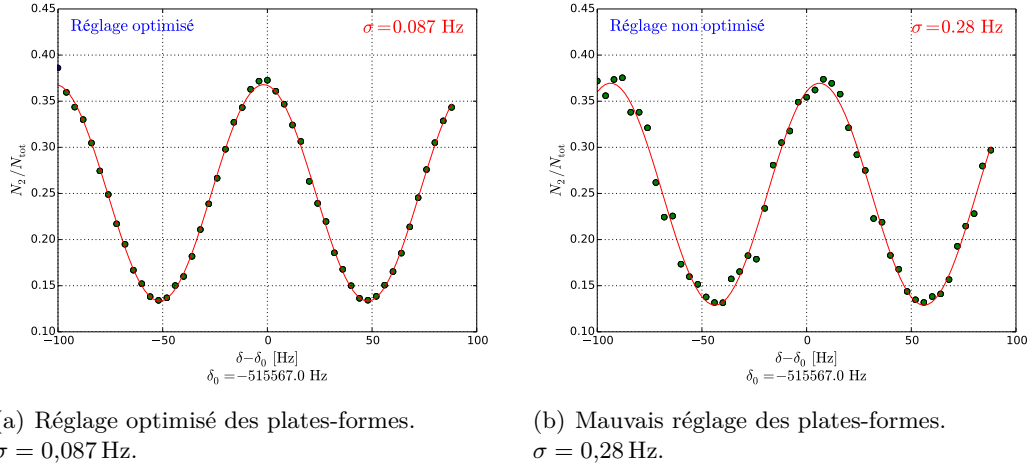


Fig. 4.9 Spectres Ramsey sans oscillations de Bloch. On observe une dégradation des franges entre un réglage des plates-formes d'isolation (a) optimisé et (b) non optimisé.

(la mission spatiale *PlanetQuest* de la NASA utilise une technologie similaire sur le module d'interférométrie optique SIM).

Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement est entièrement mécanique, et aucune rétroaction n'est nécessaire (Figure 4.11(a)). Le ressort principal, orienté verticalement, supporte la lourde charge W (jusqu'à 450 kg par pied), mais possède une raideur naturelle k_S élevée.

Afin de réduire cette raideur (et donc isoler plus efficacement à basse fréquence), deux lames horizontales, comprimées horizontalement par une force P , sont fixées par leur extrémité au ressort principal. Du fait de cette compression, ces lames constituent un deuxième ressort vertical de raideur k_N , qui a tendance à s'opposer au mouvement du premier ressort.

La raideur effective résultante pour l'ensemble est donc inférieure à celle du ressort principal seul, et vaut $k = k_S - k_N$. Une vis de réglage de la force de compression P appliquée sur les lames horizontales permet de modifier leur raideur k_N , et il devient donc possible de rendre k arbitrairement faible. La Figure 4.10 présente la densité spectrale de puissance de bruit de vibration. Nous utilisons un accéléromètre sur le marbre de l'expérience et un sur le sol en contrebas, sur lesquels nous avons acquis un signal pendant 40 s à 125 000 échantillons par seconde (125 kéch/s). Le rapport entre les densités spectrales de puissance de ces deux signaux est la transmissibilité \mathcal{T} du système, qui présente un maximum aux alentours de 1 Hz. Cette valeur diffère de la

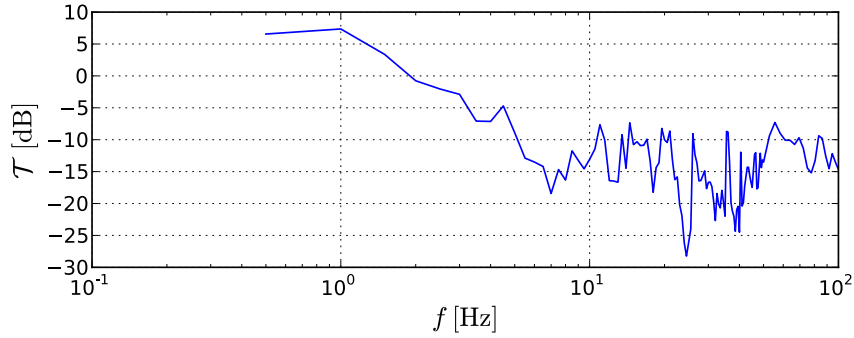


Fig. 4.10 Transmissibilité \mathcal{T} des plates-formes Minus-k, en dB, en fonction de la fréquence des vibrations mécaniques. Bien que chaque plate-forme soit réglée pour avoir une fréquence de coupure proche de 0,5 Hz, le fait d'utiliser deux plates-formes conjointes résulte en une fréquence de coupure du système proche de 1 Hz.

prévision du constructeur (un maximum de transmission aux alentours de 0,5 Hz), car nous utilisons deux plates-formes simultanément.

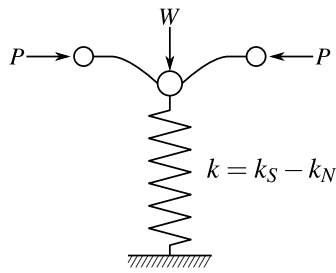
Protocole de réglage

Nous utilisons deux plates-formes d'isolation Minus-k simultanément pour soutenir le marbre. Trois réglages principaux permettent d'optimiser l'isolation en fonction de la charge sur le marbre et de sa répartition (Figure 4.11(b)) : des pieds ajustables (PA), une manivelle de calibrage de la charge (LA), ainsi qu'une vis d'ajustement de la fréquence naturelle de la plate-forme (VS).

La première étape du réglage des plates-formes consiste à prendre garde que le plateau soit bien horizontal. Pour cela, il est impératif de s'assurer que le plateau est centré par rapport au corps de la plate-forme, en ajustant les pieds (PA) en conséquence. Un écart à l'horizontale du marbre d'un angle θ provoque une erreur dans le décalage Doppler dû à la gravité

$$\delta_g = 2 \left(\vec{k}_R \cdot \vec{g} \right) T_E = 2k_R g T_E \cos \theta \quad (4.2.2)$$

et donc un décalage du centre des franges, comme le montre la Figure 4.9(b) où l'on observe un décalage d'environ 6 Hz des franges, soit un écartement à l'horizontale de $\theta \simeq 5$ mrad. Un niveau à bulle positionné sur le marbre permet de régler grossièrement l'horizontalité de la table dans un premier temps. Puis dans un deuxième temps, ce réglage est réalisé avec plus de précision en s'assurant que le décalage de la frange centrale de l'interféromètre est aussi proche de zéro que possible.



(a) Schéma simplifié du ressort vertical principal et des lames horizontales comprimées.



(b) Plate-forme d'isolation vue de côté. PA : pieds ajustables, LA : ajustement de la charge, VS : contrôle de la raideur verticale, LC : témoin de charge, PL : plateau de support. Adapté de <http://www.minusk.com>.

Fig. 4.11 Schémas de principe des plates-formes d'isolation Minus-k. (a) principe de fonctionnement du ressort vertical, et (b) vue d'ensemble de la plate-forme.

Ensuite, il faut vérifier que l'on utilise le bon calibre pour la charge W , ce qui se règle *via* la manivelle (LA), qui détermine la raideur du ressort principal. Le témoin vertical (LC) indique si la charge présente sur le plateau (PL) correspond bien au calibre utilisé. La masse de notre expérience a été estimée à 780 kg environ. Nous utilisons deux plates-formes dont la charge typique se situe entre 400 kg et 475 kg pour chacune, soit entre 800 kg et 950 kg au total. Afin d'assurer un fonctionnement optimal des plates-formes d'isolation, nous avons choisi de répartir sur le marbre de l'expérience une vingtaine de blocs de plomb, de 5 kg chacun, pour atteindre une masse totale d'environ 875 kg. Ces blocs de plomb permettent en outre de corriger la distribution de masse sur le marbre, assurant ainsi que l'effort est bien réparti entre les deux plates-formes.

Enfin, le réglage de la fréquence naturelle des plates-formes est crucial pour assurer une bonne isolation, car elles sont conçues pour fonctionner de manière optimale autour de 0,5 Hz. Nous utilisons un accéléromètre, positionné sur le marbre de l'expérience, afin d'étudier la réponse impulsionnelle du système. Il s'agit en fait de mesurer la fréquence des oscillations amorties lorsque l'on écarte brièvement le marbre de sa position d'équilibre. Le réglage s'effectue ensuite par la vis (VS), qui modifie la contrainte P sur les lames de compression horizontales. Cela influe sur la raideur verticale, et donc la fréquence naturelle de la plate-forme.

La difficulté commune à tous ces réglages provient du fait que l'on utilise deux plates-formes d'isolation conjointement, par conséquent les ajustements sont inter-dépendants : une augmentation de la raideur sur l'une provoque une augmentation de la charge effective sur l'autre, etc.

Finalement, même si les réglages effectués sur les plates-formes sont relativement stables dans le temps (quelques semaines voire quelques mois), on dénote une perte en

simplicité d'utilisation par rapport aux anciens pieds d'isolation. Cependant, l'utilisation des plates-formes Minus-k permet de réduire l'incertitude statistique d'un facteur proche de 2 : en 2011, la sensibilité relative de la mesure était estimée à $1,1 \times 10^{-7} / \sqrt{\text{Hz}}$ au mieux ; la valeur optimale est maintenant de $5,9 \times 10^{-8} / \sqrt{\text{Hz}}$.

4.2.2 Fiabilisation de l'expérience

Pour réaliser une mesure du rapport h/m , toutes les parties du dispositif expérimental doivent être en mesure de fonctionner simultanément, et pendant plusieurs heures (voire plusieurs jours). En effet, la durée typique d'une campagne de mesure de h/m est de 15 heures, celle de la mesure de gravité effectuée en 2013 ayant nécessité plus de 24 heures d'acquisition. Cela concerne en particulier les réglages des lasers, que ce soit leur réglage optique ou le contrôle de leur fréquence.

Optimisations automatiques du miroir de rétro-réflexion

Un miroir piézoélectrique (Thorlabs *KC1-PZ*, contrôlé par un Thorlabs *MDT693B*) situé en contrebas de la chambre à vide assure la rétro-réflexion des faisceaux Raman (voir partie 2.4). Nous avons observé que l'orientation de ce miroir dérive substantiellement (typiquement quelques dizaines de μrad) sur l'échelle de temps d'une mesure de h/m .

Cette dérive a un effet très important sur la valeur de h/m . Un écart à l'horizontale du miroir d'un angle θ implique une erreur sur la connaissance du vecteur d'onde Raman effectif k_R d'un facteur $\cos \theta$, et par conséquent, une erreur sur h/m également d'un facteur $\cos \theta$ (équation (1.1.1), p.3). En faisant un développement limité pour θ petit on obtient la correction correspondante sur la valeur de h/m :

$$\Delta \left(\frac{h}{m} \right)_\theta \simeq -\frac{\theta^2}{2} \times \left(\frac{h}{m} \right) \quad (4.2.3)$$

On remarque que la valeur mesurée est alors toujours plus faible que la valeur que l'on obtiendrait si les faisceaux étaient parfaitement alignés ($\theta = 0$).

Selon le constructeur, la course totale de chaque vis est de $9,1 \mu\text{m}$ entre 0 et 150 V, soit $\epsilon = 61 \text{ nm/V}$. Le déplacement angulaire des faisceaux peut être supposé linéaire avec la tension de consigne, du fait des très petits angles mis en jeu, et vaut

$$\tilde{\theta} \simeq \epsilon/d \simeq 1,3 \mu\text{rad/V} \quad (4.2.4)$$

où $d = 4,5 \text{ mm}$ est l'écartement entre les vis du miroir.

Cette relation linéaire et l'équation (4.2.3) permettent de modéliser l'effet sur h/m par une parabole. Nous avons réalisé une mesure de h/m sur une nuit en modifiant,

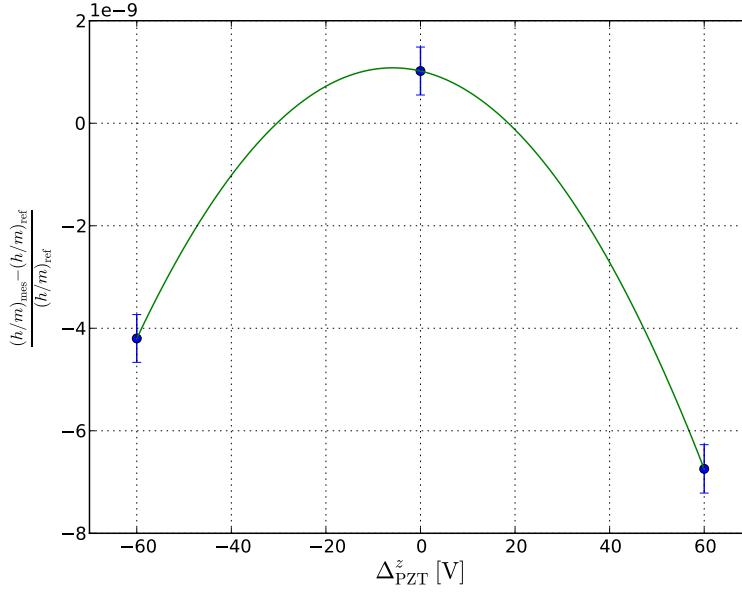


Fig. 4.12 Effet de la dérive du miroir de rétro-réflexion Raman sur la valeur de h/m . En ordonnées : valeur relative de h/m par rapport à notre référence mesurée en 2011 dans l'équipe; en abscisses : tension de consigne appliquée à l'une des vis du miroir piézoélectrique.

entre chaque mesure, la consigne sur l'une des vis. La Figure 4.12 montre l'effet sur la valeur de h/m d'un déplacement angulaire de $\pm 80 \mu\text{rad}$ des faisceaux. L'effet relatif peut aller jusqu'à 7×10^{-9} environ.

Afin de pallier la dérive du miroir lors des mesures de h/m , nous avons mis en place un script Python, qui s'exécute régulièrement (toutes les 15 minutes environ) et qui ré-optimise l'angle du miroir piézoélectrique.

Dans le cas idéal où le miroir de rétro-réflexion est parfaitement horizontal et où les faisceaux sont parfaitement verticaux, toute la lumière des faisceaux Raman doit être ré-injectée dans la fibre dont ils proviennent. Une photodiode est donc positionnée en transmission du miroir (M1) afin de quantifier le couplage de la lumière rétro-réfléchie dans la fibre (Figure 4.13).

Le script fixe la valeur de la tension sur l'une des vis du miroir à mi-course (75 V), puis la tension des deux autres vis (U_x, U_y) est balayée sur 50 valeurs aléatoires. À chaque coup, la puissance P reçue par la photodiode (PDR), qui rend compte du couplage du faisceau en rétro-réflexion, est mesurée. Enfin, le script réalise un ajustement par moindres carrés à 3D du jeu de valeurs (U_x, U_y, P) obtenu (Figure 4.14), dont les coordonnées au maximum sont choisies comme les nouvelles valeurs optimales pour U_x et U_y .

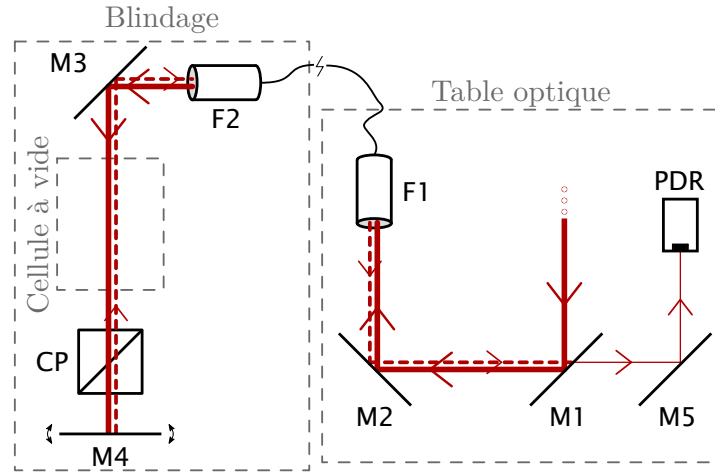


Fig. 4.13 Schéma d'asservissement du miroir de rétro-réflexion Raman $M4$ (piézoélectrique). $F1$ et $F2$: entrée et sortie de la fibre optique ; PDR : photodiode ; CP : cube polariseur.

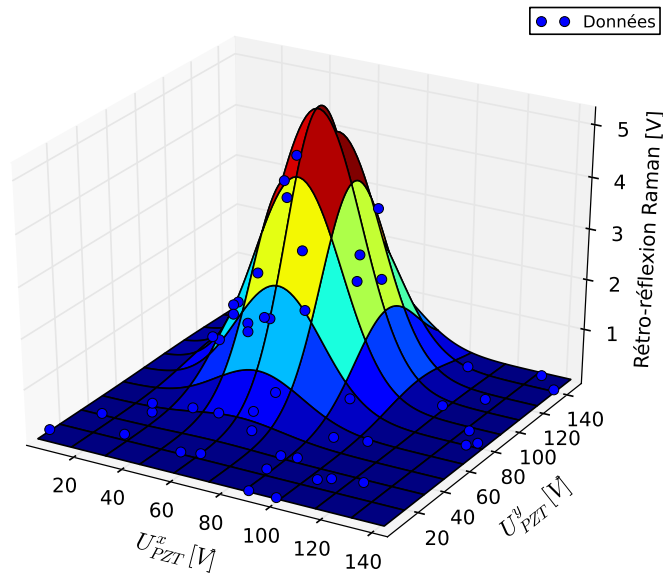


Fig. 4.14 Détermination de l'optimum de l'angle du miroir piézoélectrique. Le jeu de valeurs mesurées (U_x, U_y, P) est représenté par des points, l'ajustement est une Gaussienne à deux dimensions.

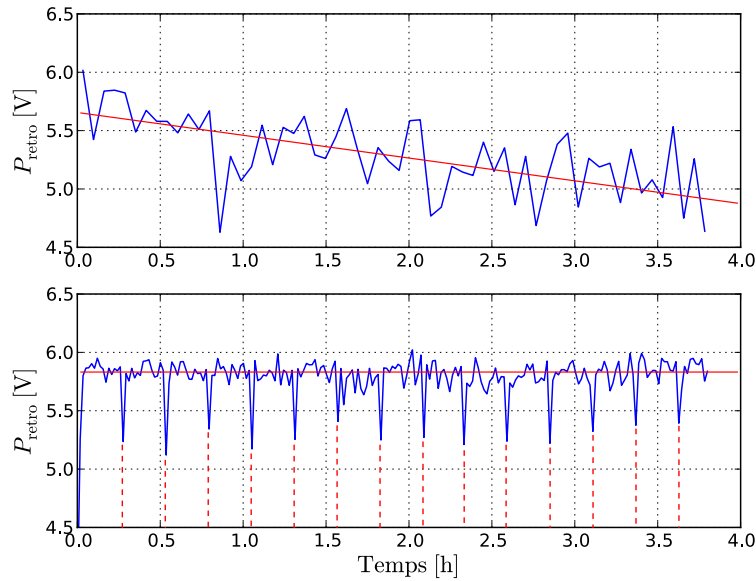


Fig. 4.15 Signal de rétro-réflexion sur la photodiode (PDR). En haut : sans optimisation périodique de la rétro-réflexion. Écart-type 0,32 V. En bas : avec optimisations périodiques (toutes les 15 minutes environ). Les pointillés indiquent les instants où elles se produisent. Écart-type 0,08 V.

La Figure 4.15 permet de comparer la stabilité du réglage de l'angle du miroir, pendant près de 4 heures au cours d'une mesure de h/m , sans et avec optimisations périodiques. Les pics périodiques observés sur la figure du bas sont des artéfacts dus à la méthode d'optimisation, le miroir étant volontairement déréglé à intervalles réguliers. Cela n'affecte en rien la mesure de h/m . Cette méthode permet donc finalement de corriger le désalignement du miroir sur la mesure de h/m , la rétro-réflexion pouvant être maintenue quasi-constante pendant toute la durée d'une campagne de mesure.

Optimisations de l'acquisition de données

À l'ensemble des améliorations discutées plus haut s'ajoutent, entre autres :

- Un meilleur contrôle du matériel informatique dont la durée de fonctionnement n'est plus limitée ;
- L'ajout d'un relais contrôlé par informatique permettant de redémarrer la carte d'acquisition NI-USB lorsqu'elle rencontre une erreur – ce qui arrivait assez fréquemment et qui causait l'arrêt de la mesure en cours ;
- Des systèmes d'asservissement, notamment ceux des lasers Raman et de la référence à deux photons, plus durables ; etc...

Cela a permis de multiplier la durée des acquisitions de données, qui peut maintenant atteindre très facilement une nuit entière sans discontinuer. La mesure la plus

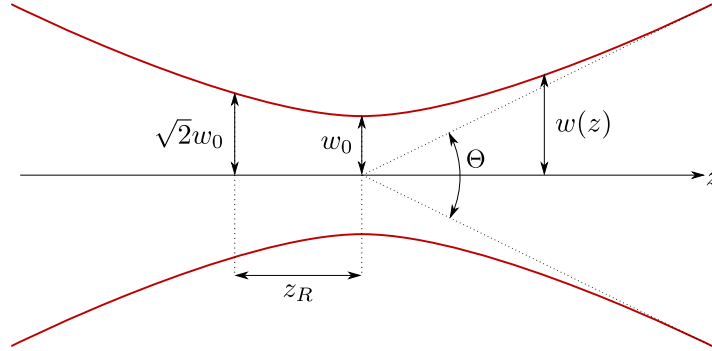


Fig. 4.16 Divergence d'un faisceau Gaussien, et paramètres principaux du faisceau : waist w_0 , longueur de Rayleigh z_R , asymptotes écartées d'un angle Θ .

longue effectuée compte 1802 mesures de h/m , soit 7208 spectres, pendant près de 70 heures ! Le nombre total de spectres enregistrés pendant le présent travail de thèse a ainsi été décuplé par rapport aux années précédentes.

De plus, les nouvelles possibilités offertes par de nouveaux outils informatiques, en particulier les modules Arduino, ont rendu possible l'étude de certains effets systématiques, comme l'influence de la température de la salle sur le taux de couplage dans les fibres optiques, etc. Un suivi de la puissance des faisceaux Bloch a également été ajouté.

4.3 Effet systématique lié à la phase de Gouy

L'un des principaux effets systématiques limitant l'incertitude sur la mesure du rapport h/m est attribué à la courbure des fronts d'onde, et à la phase de Gouy. Dans l'approximation du modèle Gaussien, le vecteur d'onde effectif k_{eff} du faisceau s'écrit, à une distance radiale r de l'axe du faisceau (Figure 4.16)

$$k_{\text{eff}}(r) = \frac{\partial \phi}{\partial z} = k - \frac{2}{kw^2(z)} \left(1 - \frac{r^2}{w^2(z)} \left[1 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \right) \quad (4.3.1)$$

où z est la direction de propagation, $w(z)$ la largeur du faisceau ($w(0) = w_0$ est le waist du laser), et $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ la distance de Rayleigh. Le rayon de courbure du faisceau $R(z)$ intervient dans cette expression par

$$\frac{z}{z_R} = \frac{\pi w^2(z)}{\lambda R(z)} \quad (4.3.2)$$

La correction à l'onde plane est donc en $1/w^2(z)$. Par conséquent, afin de réduire de cet effet, il faudrait augmenter le waist des faisceaux lasers. Nous avons donc utilisé de

nouveaux collimateurs pour multiplier la taille des faisceaux par un facteur 1,5 environ. En revanche, pour maintenir constante l'efficacité des oscillations de Bloch, qui dépend de la profondeur U_0 du réseau optique, il faut conserver l'intensité I des faisceaux constante lorsque l'on augmente le waist. Nous avons donc opté pour l'utilisation d'une source laser plus puissante pour les faisceaux Bloch.

4.3.1 Nouvelle source laser pour les faisceaux Bloch

Nouvelle source laser à SHG

Nous avons construit une nouvelle source laser émettant 12 W à 780 nm. Ce nouveau laser fonctionne sur le principe du doublage de fréquence (*SHG*) d'une source à 1560 nm. Cette source nous a permis de remplacer le laser Ti:Sa, qui génère environ 3 W.

Le montage de la source laser est décrit en Figure 4.17. Un laser à fibre commercial (NKT Photonics *Koheras Adjustik E15*), émettant 5 mW aux alentours de 1560 nm, avec une largeur de raie indiquée par le constructeur $< 0,1$ kHz, injecte un amplificateur à fibre commercial (IPG Photonics *EAR-30K-C-LP-F*), dont le milieu amplificateur, une fibre dopée à l'Erbium, possède un taux d'amplification maximal proche de 40 dB. La puissance maximale de sortie de l'amplificateur est proche de 30 W.

Le faisceau sortant de l'amplificateur a un diamètre $1/e^2$ de 1,1 mm. Il est focalisé par une lentille $f = 50$ mm sur un cristal doubleur de PPLN:MgO (marque Deltronic) de 50 mm de long, en simple passage (Figure 4.18). Ce cristal est monté dans un four dont on contrôle la température. Une lentille en sortie du cristal permet de collimater le faisceau. La Figure 4.19 représente la puissance doublée en fonction de la puissance du laser à 1560 nm. Avec ce montage, l'efficacité de doublage du cristal est d'environ 35%, ce qui correspond à l'état de l'art dans ce domaine [CHIUW et al. 2012; SANÉ et al. 2012; VASILYEV et al. 2011].

Spectre du laser

La puissance du laser est satisfaisante car elle nous permet d'améliorer d'un facteur trois la puissance précédemment obtenue avec le Ti:Sa. Cependant, il faut également que le spectre du faisceau sortant soit de bonne qualité.

L'inconvénient majeur des amplificateurs optiques à fibres dopées provient de la présence d'un fond lumineux à large bande spectrale (fond d'émission spontanée amplifiée, *ESA*). Ces photons sont dus à l'amplification des radiations d'émission spontanée se produisant dans le milieu amplificateur. La Figure 4.20 montre le spectre mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique, fourni par le constructeur. Un fond à large bande est présent sur le profil spectral en sortie de l'amplificateur.

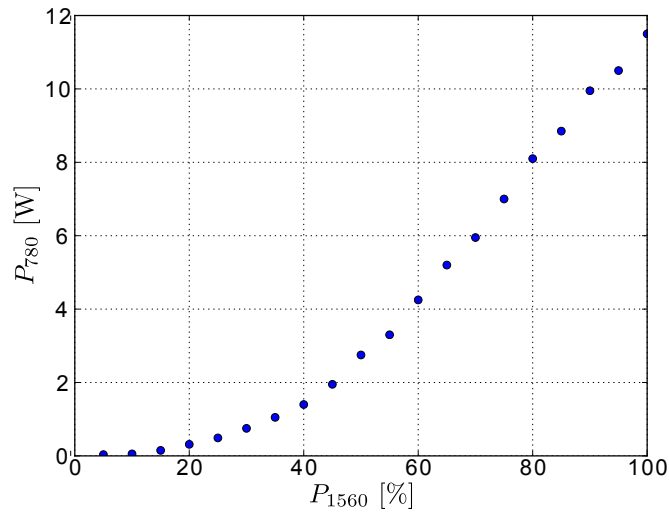


Fig. 4.19 Puissance à 780 nm en sortie du nouveau dispositif laser en fonction de la consigne sur l'amplificateur (en % de la puissance maximale proche de 30 W). La température du PPLN est maintenue proche de 80 °C afin d'assurer une efficacité de doublage optimale.

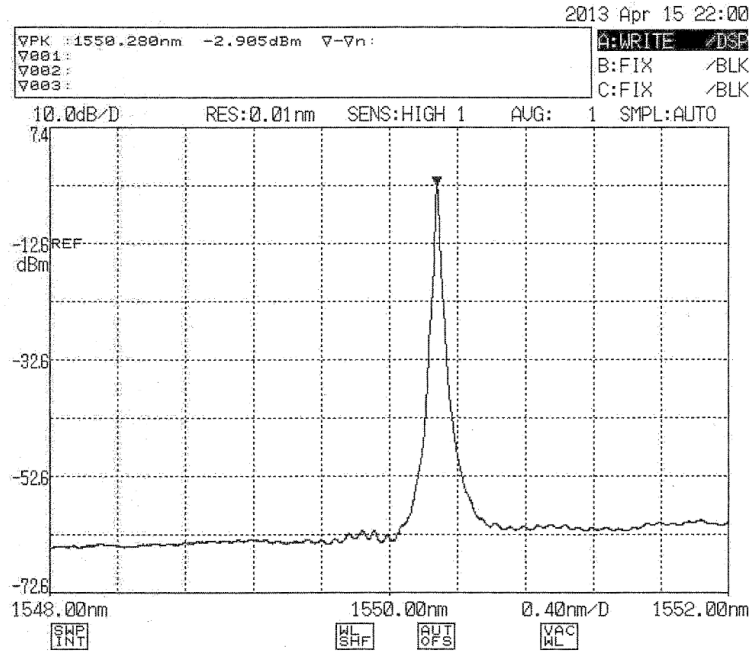


Fig. 4.20 Profil typique en sortie de l'amplificateur fibré. On remarque la présence d'un fond à large bande spectrale. Graphe issu des tests du constructeur, IPG Photonics.

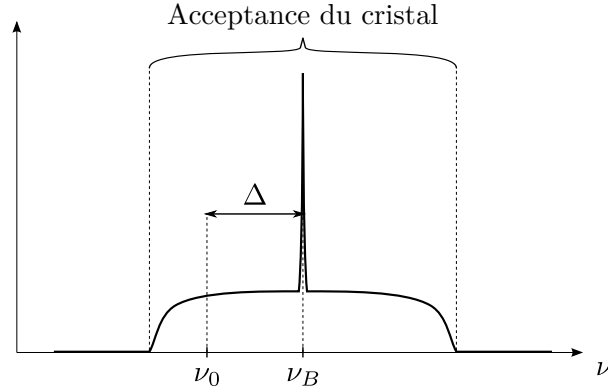


Fig. 4.21 Schéma de principe illustrant le profil d'intensité à la sortie du système de SHG. On remarque la présence d'un pic principal de forte intensité à la fréquence ν_B ainsi qu'un fond d'ESA, incluant une composante à la fréquence ν_0 de la transition D_2 .

Après mélange de fréquences dans le cristal de PPLN, l'ESA résulte en un fond à large bande spectrale, proche de la fréquence ν_0 de résonance des atomes. Ce fond résiduel n'est pas éliminé par le cristal de PPLN, car il est inclus dans son acceptation de $\sim 0,1$ nm, soit ~ 49 GHz, autour de ν_B (Figure 4.21).

La fréquence du laser ν_B est fortement désaccordée par rapport à la transition D_2 du ^{87}Rb ($\Delta \gtrsim 26$ GHz). Les pertes par émission spontanée dues au pic principal sont donc faibles (de l'ordre de 2%). Cependant, à cause de l'ESA, on observe que des atomes sont pompés vers $|F = 2\rangle$ (désexcitation spontanée depuis l'un des états excités du niveau $5^2P_{3/2}$). Ces atomes auront une vitesse verticale aléatoire, et seront donc inexploitable, diminuant ainsi considérablement l'efficacité des oscillations de Bloch.

Détermination de la densité spectrale de puissance de l'ESA

Nous avons caractérisé le spectre du laser autour de la fréquence ν_0 , en mesurant la densité spectrale de puissance de l'ESA [ANDIA et al. 2015]. Pour cela, nous avons mesuré la fraction d'atomes pompés dans l'état $|F = 2\rangle$ par le faisceau laser pendant une durée donnée. La séquence temporelle utilisée est décrite sur la Figure 4.22. Une sélection micro-onde ne garde que les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Puis, une impulsion Raman π copropageante transfère les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. L'un des deux faisceaux Bloch est ensuite allumé pendant une durée $\tau_B = 5$ ms.

La présence de photons résonants dans le fond d'ESA induit des transitions à un photon $5^2S_{1/2} (F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 1, 2)$, niveaux à partir desquels les atomes retombent par émission spontanée dans l'état $|F = 1\rangle$ ou dans $|F = 2\rangle$. Nous mesurons finalement le nombre d'atomes N_1 dans l'état $|F = 1\rangle$ et N_2 dans $|F = 2\rangle$: la proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ à la fin de la séquence, $n_2 = N_2 / (N_1 + N_2)$, traduit la

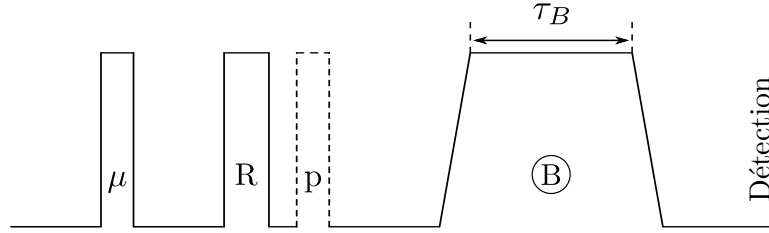


Fig. 4.22 Séquence temporelle pour la mesure d'émission spontanée. (μ) : sélection micro-onde. (R) : impulsion Raman π . (p) : pousseur. (B) : un seul faisceau Bloch allumé pendant $\tau_B = 5$ ms.

présence d'émission spontanée. La Figure 4.23 schématise l'état interne des atomes à différents instants de la séquence.

Cette mesure est répétée en faisant varier l'intensité I du faisceau Bloch sur les atomes à l'aide d'un modulateur acousto-optique en double passage (voir partie 2.5). L'avantage de modifier l'intensité du faisceau avec cette méthode est que l'amplificateur optique du système laser garde un taux d'amplification constant durant toute l'expérience, et donc le profil spectral de l'ESA sur les atomes reste identique. Plus l'intensité I vue par les atomes est importante, plus les pertes par émission spontanée dans l'état $|F = 2\rangle$ sont importantes (équation (4.3.5), p.113).

Nous modélisons l'évolution de la fraction d'atomes n_2 par une fonction exponentielle du type

$$n_2(I) = \frac{a}{2} \left(1 - e^{-(\mathcal{C} \times \tau_B)I} \right) + b \quad (4.3.3)$$

avec \mathcal{C} le taux d'émission spontanée ramené à l'intensité du faisceau. $a \neq 1$ et $b \neq 0$ sont des coefficients dus à des imperfections expérimentales de détection. À saturation ($I \gg I_{\text{sat}}$), N_1 et N_2 tendent à s'équilibrer, et $n_2 \rightarrow 1/2$.

La pente à l'origine de la courbe $n_2(I)$ donne donc accès au coefficient \mathcal{C} (Figure 4.24, p.116). C'est physiquement un taux de pertes par unité de temps, ramené à l'intensité du faisceau. Nous l'exprimerons en $\text{s}^{-1}\text{mW}^{-1}\text{cm}^2$. Dorénavant le « taux d'émission spontanée mesuré » sera donc estimé à partir de l'ajustement des points expérimentaux par la fonction décrite en équation (4.3.3), et calculé comme

$$\Gamma_{\text{sp}}^{\text{mes}} \stackrel{\text{déf}}{=} \frac{1}{\tau_B} \left(\frac{\partial n_2}{\partial I} \right)_{I=0} \quad (4.3.4)$$

Pour accéder à la densité spectrale de l'ESA, nous avons modélisé les taux d'émission spontanée de chacune des deux composantes principales : la raie amplifiée et désaccordée du laser, ainsi que la composante résonante de l'ESA.

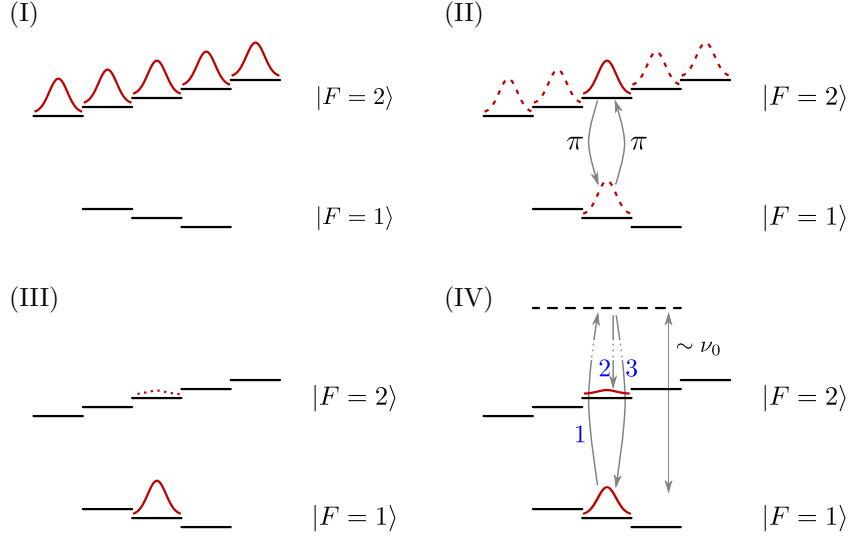


Fig. 4.23 Répartition de l'état interne des atomes dans les sous-niveaux Zeeman.

(I) : atomes équirépartis dans l'état $|F=2\rangle$ après la mélasse.

(II) : atomes dans l'état $|F=2, m_F=0\rangle$ après la sélection micro-onde.

(III) : atomes dans l'état $|F=1, m_F=0\rangle$ après l'impulsion Raman π et le pousueur.

(IV) : atomes après pompage aléatoire vers $|F=2\rangle$ (2) ou $|F=1\rangle$ (3) suite à l'absorption d'un photon résonant dans le fond d'ESA (1).

Contribution du pic principal

Pour un seul faisceau d'intensité I et de désaccord Δ grand par rapport à la structure hyperfine, le taux d'émission spontanée s'écrit :

$$\Gamma_B = \frac{1}{4} \frac{\Gamma}{\Delta^2} \frac{|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0|^2}{\hbar^2} \quad (4.3.5)$$

où \mathbf{d} est le moment dipolaire effectif de la transition, \mathbf{E}_0 le champ électrique. L'intensité de saturation I_{sat} est définie telle que (voir équation (1.1.13), p.7) :

$$\frac{I}{I_{\text{sat}}} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} \quad (4.3.6)$$

avec $\Omega = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0$ la pulsation de Rabi du couplage. Sachant que

$$I = \frac{c\epsilon_0 E_0^2}{2} \quad (4.3.7)$$

on en tire

$$I_{\text{sat}} = I \frac{\Gamma^2}{2\Omega^2} = \frac{c\epsilon_0 \Gamma^2 \hbar^2}{4|\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d}|^2} \quad (4.3.8)$$

F	$m_F = 0 (\sigma_+)$	$m_F = 1 (\pi)$	$m_F = 2 (\sigma_-)$
2	1/8	1/24	1/12
1	1/8	1/8	0

Table 4.3 Tableau des coefficients de Clebsch-Gordan (au carré) pour les atomes retombant par émission spontanée dans l'état $|F, m_F\rangle$ depuis $|F' = 2, m'_F = 1\rangle$.

F	$m_F = 0 (\sigma_+)$	$m_F = 1 (\pi)$	$m_F = 2 (\sigma_-)$
2	1/120	1/40	1/20
1	5/24	5/24	0

Table 4.4 Tableau des coefficients de Clebsch-Gordan (au carré) pour les atomes retombant par émission spontanée dans l'état $|F, m_F\rangle$ depuis $|F' = 1, m'_F = 1\rangle$.

avec \hat{e} le vecteur unitaire de la polarisation du faisceau.

On en déduit alors l'expression du taux d'émission spontanée pour la raie désaccordée (équation (4.3.5)) :

$$\Gamma_B = \frac{1}{8} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \quad (4.3.9)$$

Pour les deux faisceaux du réseau optique, de même intensité I , ce taux est multiplié par 2 :

$$\Gamma_B = \frac{1}{4} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} = \frac{1}{2} \frac{U_0}{\hbar} \frac{\Gamma}{\Delta} \quad (4.3.10)$$

où U_0 est la profondeur du réseau (équation (1.2.8), p.19). Si l'intensité des faisceaux I et leur désaccord Δ sont augmentés de façon à garder la profondeur U_0 constante, le rapport U_0/Δ décroît et il est alors possible de réduire les pertes par émission spontanée.

Dans le cas de notre mesure, nous mesurons la proportion d'atomes retombant seulement dans l'état $|F = 2\rangle$. Par conséquent, le taux d'émission spontanée introduit ci-dessus doit être corrigé d'un *coefficient de branchement* $\xi < 1$ pour modéliser notre expérience ; nous mesurons en effet $\xi\Gamma_{\text{sp}}$ et pas Γ_{sp} .

Étant donné un état initial $|F = 1, m_F = 0\rangle$, avec un faisceau de polarisation σ_+ , et d'après les tables de [STECK 2001], les atomes sont pompés par le laser Bloch, soit vers $|F' = 2, m'_F = 1\rangle$ avec une probabilité relative 1/8 (tableau 4.3), soit vers $|F' = 1, m'_F = 1\rangle$ avec une probabilité relative 5/24 (tableau 4.4), puis ils retombent par émission spontanée dans l'un des sous-niveaux $|F, m_F\rangle$.

Le calcul complet donne la valeur du coefficient de branchement ξ :

$$\frac{\xi}{6} = \frac{1}{8} \cdot \left(\frac{1}{8} + \frac{1}{24} + \frac{1}{12} \right) + \frac{5}{24} \cdot \left(\frac{1}{120} + \frac{1}{40} + \frac{1}{20} \right) \quad (4.3.11)$$

$$= \frac{7}{144} \quad (4.3.12)$$

Le facteur $1/6$ devant ξ peut être compris avec un argument qualitatif. Le laser a une polarisation donnée (π) parmi les trois possibles dans le cas général (σ^- , π , σ^+), donc un facteur $1/3$ apparaît dans l'expression du moment dipolaire effectif $d^2 = (1/3) |\langle J || e\mathbf{r} || J' \rangle|^2$. De plus, un facteur $(2J+1)/(2J'+1)$ apparaît lors de l'écriture des éléments de matrice du couplage (facteur de dégénérescence), provenant du fait que les atomes peuvent se désexciter vers plusieurs niveaux différents. Dans le cas de la transition D_2 du ^{87}Rb , ce facteur vaut $1/2$. Par conséquent la somme des coefficients donnés dans [STECK 2001] en considérant tous les états excités et tous les états fondamentaux possibles dans lesquels les atomes peuvent retomber vaut $1/6$ et pas 1.

D'où finalement la valeur à prendre en compte pour notre coefficient de branchement :

$$\xi = 7/24 \quad (4.3.13)$$

En injectant cette valeur dans l'expression du taux d'émission spontanée pour un faisceau très désaccordé, on obtient l'expression de la grandeur que nous mesurons effectivement avec notre protocole (voir p.111) :

$$\Gamma_B^{\text{mes}} = \frac{1}{8} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \times \frac{7}{24} \quad (4.3.14)$$

Émission spontanée amplifiée (ESA)

Le coefficient d'émission spontanée pour un spectre large comme l'ESA s'écrit [FABRE, ANTOINE et TREPS 2015]

$$\Gamma_{\text{ESA}} = \frac{|d_0|^2}{4\pi c \epsilon_0 \hbar^2} S(\nu_0) \quad (4.3.15)$$

avec d_0 le dipôle effectif de la transition, et $S(\nu_0)$ la densité spectrale de puissance du laser aux alentours de la fréquence de résonance ν_0 .

La densité spectrale $S(\nu_0)$ peut donc être estimée à partir des mesures de Γ_B et de Γ_{ESA} (équation (4.3.10), p.114)

$$\frac{S(\nu_0)}{I} = 2\pi \frac{\Gamma}{\Delta^2} \frac{\Gamma_{\text{ESA}}}{\Gamma_B} \quad (4.3.16)$$

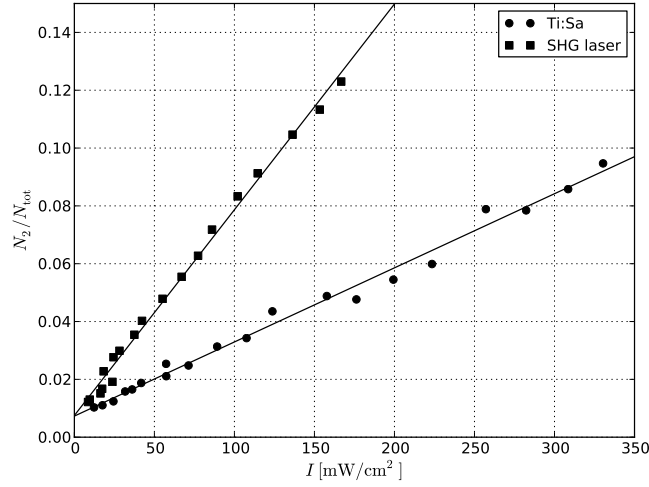


Fig. 4.24 Comparaison de l'émission spontanée entre le nouveau système laser SHG et le Ti:Sa. La proportion d'atomes retombant dans l'état $|F = 2\rangle$ est représentée en fonction de l'intensité laser vue par les atomes pendant la durée d'allumage du laser $\tau_B = 5$ ms.

en remarquant que le coefficient de branchement ξ pour l'ESA est le même que pour le pic désaccordé.

Résultats des mesures

Dans un premier temps, nous avons comparé l'émission spontanée entre le nouveau laser SHG et le laser Ti:Sa utilisé jusqu'alors (Figure 4.24). Les deux lasers ont le même désaccord par rapport à la transition D_2 , à savoir $\Delta \simeq 26$ GHz.

La mesure du taux d'émission spontanée pour les deux systèmes lasers donne :

$$\Gamma_{\text{SHG}} = (0,1423 \pm 0,0050) \text{ s}^{-1} \text{ mW}^{-1} \text{ cm}^2$$

$$\Gamma_{\text{Ti:Sa}} = (0,0513 \pm 0,0013) \text{ s}^{-1} \text{ mW}^{-1} \text{ cm}^2$$

Le nouveau système laser induit près de trois fois plus de pertes par émission spontanée que le Ti:Sa, ce qui est dû au fond d'ESA. Ces pertes ont un effet néfaste sur l'efficacité des oscillations de Bloch (Figure 4.26(a), p.119) rendant les franges d'interférences inexploitable.

Filtrage de l'ESA

Une manière simple de s'affranchir de la composante résonante de l'ESA consiste à filtrer le laser en supprimant les fréquences proches de la fréquence de résonance de la raie D₂. Nous avons introduit, sur le trajet du laser, une cellule contenant une vapeur de rubidium (Figure 4.17), qui absorbe très efficacement à cette fréquence.

L'intensité du faisceau (d'intensité incidente I_0 et de section σ) après avoir traversé une épaisseur L de gaz de rubidium avec une densité $n(z)$ s'écrit

$$I(L) = I_0 \exp \left(- \int_0^L \sigma n(z) dz \right) \quad (4.3.17)$$

Si l'on considère la vapeur de rubidium comme un gaz parfait, sa densité dépend linéairement de la pression. De plus, le taux d'émission spontanée est proportionnel à l'intensité du faisceau. Ces deux hypothèses permettent alors de modéliser l'évolution du taux d'émission spontanée de la partie résonante du spectre, après filtrage par la cellule, par une diminution exponentielle avec la densité, et donc la pression, de rubidium dans la cellule

$$\Gamma_{\text{rés.}} = \Gamma_{\text{ESA}} \exp \left(- \frac{P(T)}{P_0} \right) \quad (4.3.18)$$

où $P(T)$ est la pression de vapeur dans le queusot à la température T , et P_0 un paramètre d'ajustement.

La pression de vapeur dans la cellule est donnée par [STECK 2001]

$$\log_{10} P(T) = 4,857 - \frac{4215}{T} \quad (4.3.19)$$

avec P en atmosphères.

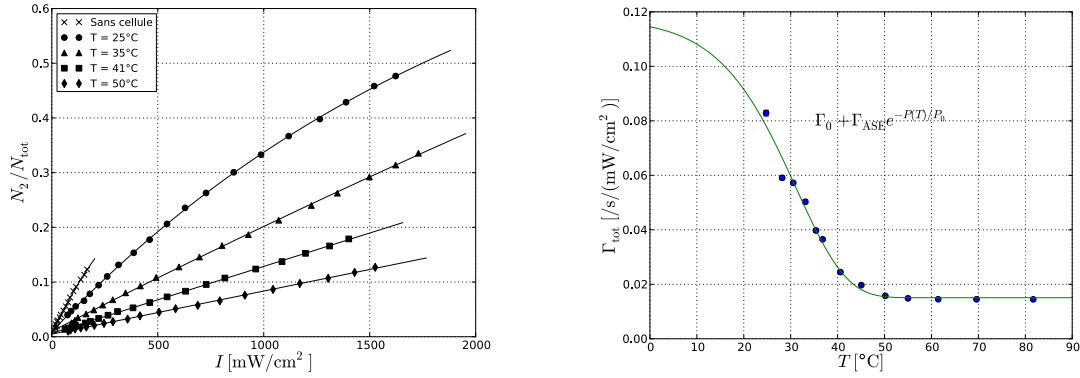
D'autre part, la raie amplifiée est désaccordée de $\Delta \gtrsim 26$ GHz, donc sa contribution Γ_B au taux d'émission spontané total n'est pas affectée par la présence de la cellule.

Après filtrage, le taux d'émission spontanée total sur les atomes s'exprime alors

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_B + \Gamma_{\text{ESA}} \exp \left(- \frac{P(T)}{P_0} \right) \quad (4.3.20)$$

Pour éliminer le terme correspondant à l'ESA, il suffit donc d'augmenter $P(T)$ en chauffant la cellule, afin de maximiser l'absorption à la fréquence ν_0 .

Nous utilisons une cellule en quartz fabriquée au laboratoire. Sa longueur est d'environ 15 cm et ses fenêtres sont à l'angle de Brewster par rapport au faisceau incident, afin de minimiser les pertes par réflexion. La cellule est montée dans un four en cuivre fabriqué au laboratoire également. Le tout est contenu dans une boîte en duralium.



(a) Proportion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction de l'intensité du laser, sans cellule puis avec la cellule à différentes températures.

(b) Coefficient d'émission spontanée en fonction de la température du queusot.

Fig. 4.25 Filtrage de l'ESA par absorption dans une cellule de rubidium dont le queusot est porté à une température T .

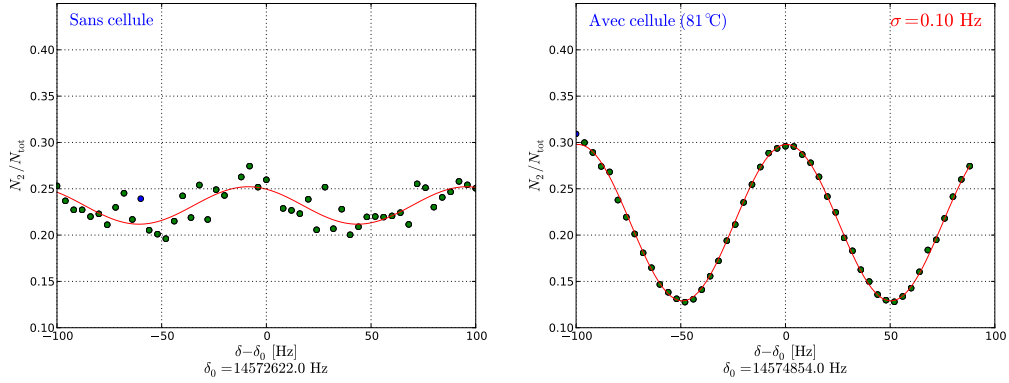
Nous utilisons deux fils chauffants (marque Thermocoax), enroulés respectivement autour du corps de la cellule et autour du queusot. Chacun de ces fils chauffants est ensuite parcouru par un courant d'intensité réglable, qui permet de chauffer le rubidium tout en s'assurant que le queusot reste toujours le point froid (afin de ne pas avoir de condensation sur les parois de la cellule).

Des sondes de température (thermocouples) sont positionnées à proximité du queusot et du corps de la cellule. Leur résistance R baisse avec la température comme $\exp(\beta/T)$ avec β un coefficient dépendant du matériau. La résistance de nos thermocouples à température ambiante est $R_{25} = 5 \text{ k}\Omega$.

La cellule est également isolée thermiquement de l'extérieur, par plusieurs couches de laine de verre. La puissance électrique typique dissipée pour maintenir une température de 80°C dans le queusot est de $5 \text{ V} \times 0,3 \text{ A} = 1,5 \text{ W}$. Le corps de la cellule nécessite $21 \text{ V} \times 0,8 \text{ A} = 16,8 \text{ W}$ pour être maintenu à environ 100°C .

La fraction d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ est reportée en fonction de l'intensité du faisceau en Figure 4.25(a), pour plusieurs températures du queusot. Ces mesures sont réalisées avec le nouveau laser à SHG et la cellule de rubidium sur son trajet chauffée à 80°C . Le désaccord du laser est fixé à $\Delta = 26 \text{ GHz}$.

Chacune de ces courbes donne une valeur du coefficient d'émission spontanée (équation (4.3.4)), qui est ensuite représenté en fonction de la température du queusot (Figure 4.25(b)). On peut clairement voir deux régimes : un régime transitoire pour des températures inférieures à 50°C environ, correspondant à l'absorption progressive de la composante résonante du fond d'ESA ; puis un régime de saturation où le taux d'émission spontanée ne diminue plus, la contribution de l'ESA ayant été in-



(a) 500 oscillations de Bloch, sans cellule de rubidium.
 (b) 500 oscillations de Bloch, avec la cellule de rubidium chauffée à 81 °C.

Fig. 4.26 Effet de la réduction de l'ESA sur la qualité des franges d'interférences. Les franges obtenues sans filtrage de l'ESA (a) sont inexploitable.

tégralement supprimée. Pour des températures supérieures à 50 °C environ, seule la composante d'émission spontanée due au pic principal (Γ_B) est encore présente.

En ajustant cette courbe par le modèle établi ci-dessus (équation (4.3.20)), nous avons tiré les valeurs des coefficients d'émission spontanée pour la raie désaccordée du laser ainsi que pour la composante spectrale résonante attribuée au fond d'ESA :

$$\Gamma_B = 0,0134 \text{ s}^{-1} \text{ mW}^{-1} \text{ cm}^2 \quad (4.3.21)$$

$$\Gamma_{\text{ESA}} = 0,0851 \text{ s}^{-1} \text{ mW}^{-1} \text{ cm}^2 \quad (4.3.22)$$

Les mesures effectuées et l'équation (4.3.16) permettent d'estimer la densité spectrale $S(\nu_0)$ autour de ν_0

$$S(\nu_0) = -133 \text{ dB/Hz} \quad (4.3.23)$$

Ainsi, nous utilisons maintenant systématiquement la cellule chauffée à 80 °C environ, ce qui nous permet de filtrer efficacement la composante résonante de l'ESA tout en gardant une très bonne visibilité des franges et une incertitude de $\sigma \simeq 0,1 \text{ Hz}$ sur chaque spectre (Figure 4.26(b)).

Asservissement en position du faisceau Bloch

Des fluctuations d'indice optique le long du trajet du faisceau, dues principalement à des gradients de température (cellule de rubidium chauffée, climatisation de la salle, etc.), induisent des fluctuations de la position du faisceau. Ces dernières se traduisent

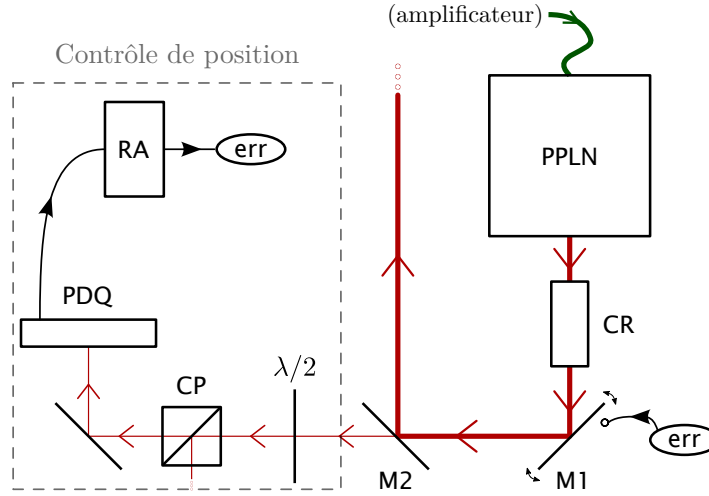


Fig. 4.27 Schéma du système de contrôle de position du faisceau Bloch. *M1* : miroir piézoélectrique, *M2* : miroir, *PPLN* : cristal doubleur, *CR* : cellule de rubidium, *CP* : cube polariseur, *PDQ* : photodiode à quadrant, *RA* : circuit de rétroaction analogique, délivrant un signal d'erreur *err*.

par des fluctuations du taux de couplage dans les fibres pouvant aller jusqu'à 30% en une dizaine de minutes.

Nous avons donc mis en place, avec l'aide précieuse d'Étienne WODEY pendant son stage de M2, un système permettant d'asservir le faisceau Bloch en position (Figure 4.27). Le faisceau Bloch est partiellement transmis par le miroir (*M2*), et récupéré sur une photodiode à quadrant Thorlabs *PDQ80A* (*PDQ*) qui détecte les fluctuations de position du faisceau. Le signal en sortie de (*PDQ*) est traité par deux circuits analogiques indépendants (*RA*) qui effectuent ensuite la rétroaction sur chacune des deux vis du miroir piézoélectrique (*M1*).

Ces circuits analogiques sont deux boucles de rétroaction PI, dont l'entrée est protégée des hautes fréquences de la photodiode grâce à un filtre passe-bas à $f_c \simeq 5$ Hz. Chaque boucle de rétroaction est assignée à l'une des composantes (horizontale ou verticale) du signal en sortie de (*PDQ*).

Afin de ne pas saturer la photodiode à quadrant, qui ne supporte pas plus de 300 μW , une lame $\lambda/2$ associée à un cube polariseur (*CP*) permet d'atténuer les 15 mW typiquement transmis par le miroir (*M2*) pour une puissance incidente de 8 W.

Le résultat sur les fluctuations de la position du faisceau est représenté en Figure 4.28, où l'on note un gain d'un facteur 15 sur l'écart-type de la position du faisceau lorsque l'on allume l'asservissement.

Les fluctuations d'intensité du faisceau après couplage dans les fibres ont été mesurées. Nous utilisons deux photodiodes positionnées à l'intérieur du blindage, en sortie

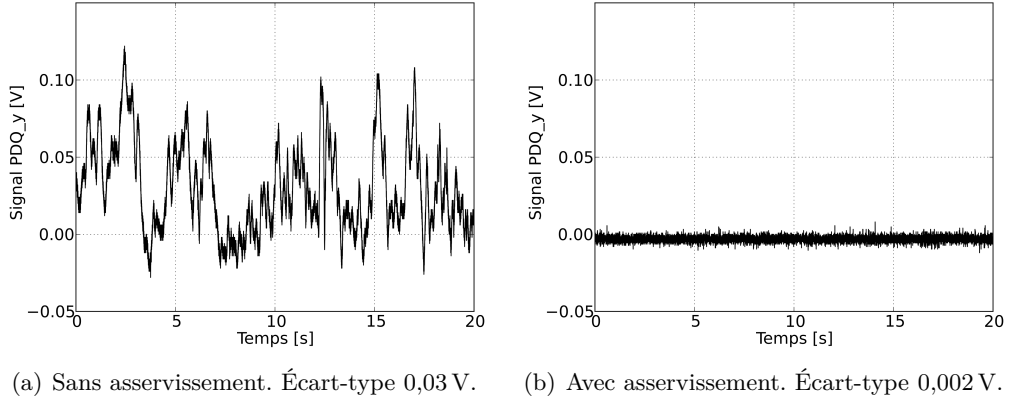


Fig. 4.28 Signal de l'axe vertical de la photodiode à quadrant, (a) sans asservissement en position du faisceau Bloch, et (b) avec asservissement.

d'une lame partiellement réfléchissante (8% de réflexion), permettant de mesurer séparément la puissance de chaque faisceau Bloch. L'écart-type de la puissance mesurée sur ces photodiodes diminue d'environ 62% lorsque l'asservissement en position du faisceau est activé.

4.3.2 Remplacement et caractérisation des collimateurs

Pour mesurer précisément le waist du faisceau, nous utilisons une lame de rasoir (pour son état de surface très régulier) positionnée sur une platine de translation avec moteur piézoélectrique (Newport *Agilis AG-LS25-27* pilotée par un contrôleur *AG-UC2*). Une fibre optique de test est connectée au collimateur. Le faisceau sortant est partiellement intercepté par la lame de rasoir, puis est focalisé sur une photodiode par une lentille de focale $f = 100$ mm (Figure 4.29).

La proportion de l'intensité du faisceau qui n'est pas interceptée par la lame de rasoir dépend de la position x_ℓ de la lame. On suppose que la lame occupe le demi-plan $x \leq x_\ell$. Si l'on fait l'hypothèse d'un faisceau Gaussien, l'intensité $I(x_\ell)$ restante s'écrit

$$I(x_\ell) = I_f + I_0 \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{x_\ell - x_0}{w} \right) \quad (4.3.24)$$

où erf est la fonction d'erreur, w le waist du faisceau, et I_0 l'intensité incidente du faisceau. I_f correspond à de la lumière parasite (fond) qui atteint la photodiode. En translatant la lame nous obtenons un profil similaire à celui représenté en Figure 4.30, et un ajustement avec la méthode des moindres carrés par l'équation (4.3.24) donne

$$w \simeq (5,4380 \pm 0,0011) \text{ mm} \quad (4.3.25)$$

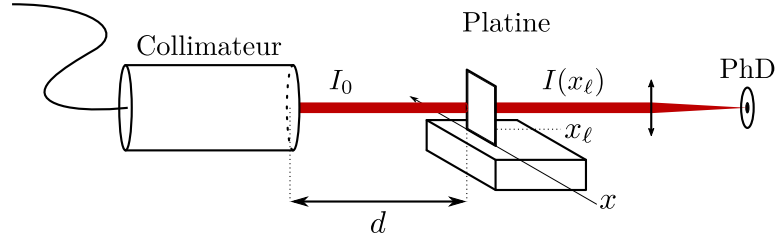


Fig. 4.29 Dispositif expérimental de mesure du waist du laser. La photodiode (PhD) mesure l'intensité restante après avoir occulté une partie du faisceau à l'aide d'une lame de rasoir positionnée sur une platine de translation précise, donnant ainsi accès à la mesure du waist du faisceau.

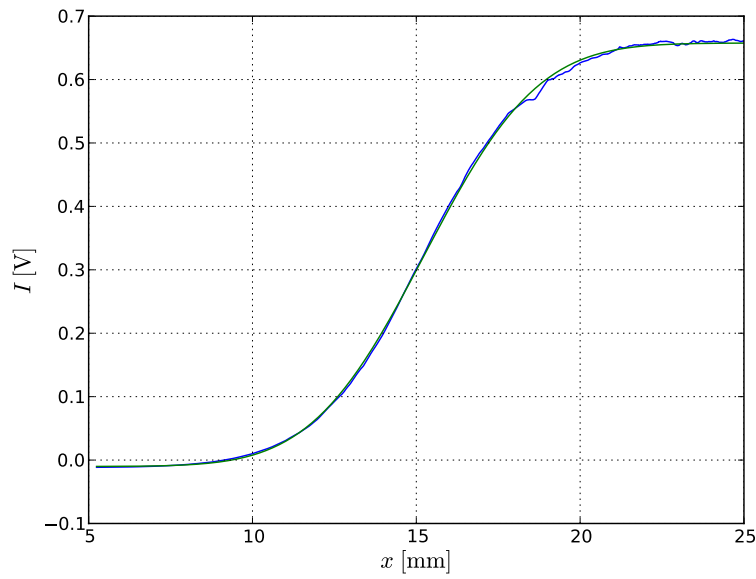


Fig. 4.30 Intensité sur la photodiode en fonction du déplacement de la platine de translation (le collimateur se trouve à une distance $d \simeq 65$ cm de la lame de rasoir). L'ajustement de cette courbe par l'expression (4.3.24) permet d'extraire une valeur du waist : $w \simeq (5,4380 \pm 0,0011)$ mm.

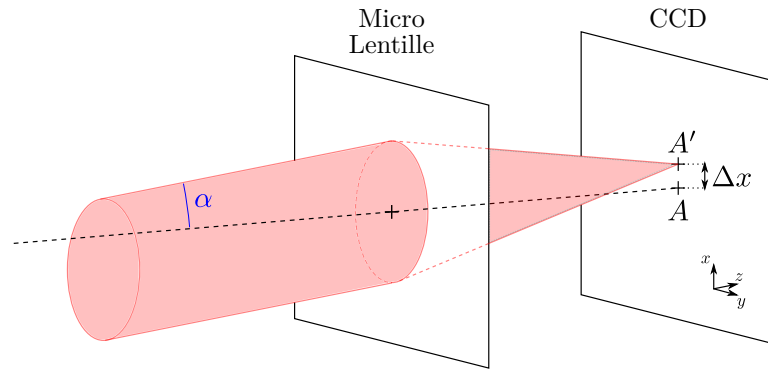


Fig. 4.31 Principe de fonctionnement de l'analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann (une seule lentille est représentée pour des raisons de lisibilité). Le décalage Δx de l'image du front d'onde à travers une micro-lentille permet d'accéder aux propriétés locales du faisceau, et d'en estimer les différentes aberrations optiques.

Cela représente une augmentation du waist d'environ 52% par rapport aux anciens collimateurs ($w \simeq 3,56$ mm), soit une diminution de l'effet de la phase de Gouy de 56%.

Le profil du faisceau laser est ensuite caractérisé avec une grande précision, à l'aide d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann (Imagine Optic *HASO 3*). Ce type d'instruments est destiné à calculer les différentes aberrations du faisceau incident. Cela nous permet de nous assurer que le collimateur répond à nos attentes sur la qualité du faisceau étudié.

Le système est composé d'une matrice de micro-lentilles et d'un capteur CCD dont les pixels se trouvent sur le plan focal des micro-lentilles (Figure 4.31). De cette façon, si le front d'onde incident fait localement un angle α avec l'axe de l'analyseur de front d'onde, alors l'image résultante (A') à travers la micro-lentille sera légèrement décalée par rapport au pixel central associé (A) sur la CCD, d'une distance Δx connue.

Le signal du HASO représente donc la phase du faisceau dans le plan de la CCD. Ce signal permet de reconstituer la forme du front d'onde, mais également de calculer un grand nombre d'aberrations possibles, à l'aide d'une décomposition de l'image en polynômes de Zernike [CERJAN 2007], une base de polynômes dont chaque élément est associé à un type d'aberration optique différent : défauts de focalisation, astigmatisme, aberrations sphériques, etc.

La Figure 4.32 représente le signal de sortie du HASO pour un faisceau passant par l'un des collimateurs que nous utilisons. Le signal est filtré pour s'affranchir de l'angle entre l'axe du faisceau et l'axe de l'instrument (polynômes de Zernike de degré 1). Nous observons seulement les défauts de focalisation (degré 2) afin de gagner en précision sur

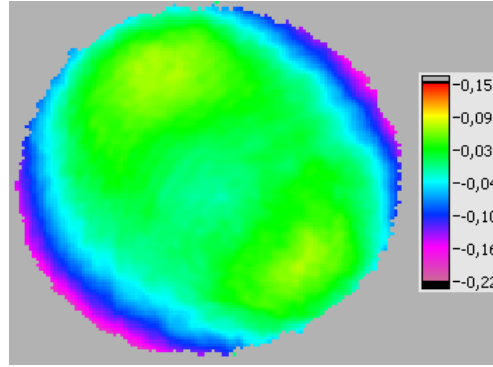


Fig. 4.32 Front d'onde du faisceau mesuré par le HASO. L'échelle indiquée est en μm et correspond au décalage de l'image du faisceau pour chaque micro-lentille. Cette image correspond à un faisceau que nous estimons comme « correctement réglé » (tolérance de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}$).

le réglage du collimateur. Une fois que la phase du faisceau est suffisamment uniforme (nous appliquons une tolérance de l'ordre de $\pm 0,1 \mu\text{m}$ sur l'ensemble de l'image), le collimateur est considéré comme bien réglé et peut donc être inséré dans l'expérience.

Dans le cadre du présent travail de thèse, l'analyse du front d'onde a principalement servi au réglage des deux collimateurs situés au-dessus et en-dessous de la cellule à vide. Les données extraites de l'étude du front d'onde peuvent également être exploitées numériquement, pour déterminer quantitativement les corrections à appliquer sur notre détermination de α . Une telle étude sera menée lors de la prochaine campagne de détermination de α par l'équipe.

4.4 Mesure du rapport h/m

Les améliorations que nous avons apportées au dispositif expérimental ont permis un gain d'un facteur proche de 2 sur l'incertitude statistique de notre mesure.

Cependant, après avoir effectué plusieurs mesures préliminaires, nous avons observé que la valeur du rapport h/m n'était pas reproductible d'un jour sur l'autre. De plus, les valeurs obtenues pouvaient être très différentes de notre valeur de référence [BOUCHENDIRA et al. 2011], avec un écart relatif allant jusqu'à 10^{-8} , ce qui nous a convaincu de la présence d'un effet systématique incontrôlé.

L'exactitude de nos mesures a donc été remise en cause. L'effet systématique a d'abord été imputé au champ magnétique parasite dans la cellule. Cela a motivé une étude pour modéliser l'effet du champ magnétique sur la phase de l'interféromètre, qui sera détaillée dans la première partie de cette section.

B_{dir} [V]	B_{moy} [mG]
0,1	20
0,3	70
0,5	115
1,0	235

Table 4.5 *Correspondance entre la consigne du champ magnétique directeur et la valeur du champ magnétique moyen ressenti par les atomes à la hauteur $z = 0$ (centre du piège).*

Après plusieurs mois d'investigation, nous avons finalement trouvé un moyen reproductible de contrôler l'effet systématique inconnu. Ce sera l'objet de la deuxième partie de cette section.

4.4.1 Effet du champ magnétique

Notre expérience est très sensible aux champs magnétiques, car les niveaux d'énergie des atomes sont déplacés par l'effet Zeeman : la cellule ultra-vide doit donc être isolée des champs magnétiques parasites. Nous utilisons pour cela un blindage magnétique, composé de deux couches de mu-métal.

Le mu-métal est un alliage de nickel et de fer principalement, qui présente une forte valeur de perméabilité magnétique μ (quelques dizaines de fois plus élevée que pour de l'acier standard). Cette propriété fait du mu-métal un bon matériau pour les blindages magnétiques.

Malgré cela, il subsiste un champ magnétique résiduel dans la cellule pouvant aller jusqu'à environ 100 mG, qui de plus est inhomogène, et d'origine non identifiée. Sa présence induit un déphasage dans l'interféromètre. Nous pouvons mesurer la sensibilité de l'interféromètre au champ magnétique en faisant varier le champ magnétique directeur qui règne dans la cellule (voir partie 2.4).

Des mesures de h/m ont été effectuées en alternant entre plusieurs consignes de champ magnétique directeur. Le tableau 4.5 indique la valeur du champ magnétique moyen ressenti par les atomes, pour différentes consignes du champ magnétique directeur.

Nous avons par ailleurs estimé précisément la correction due à l'effet Zeeman sur h/m et nous en avons tenu compte dans le budget d'incertitudes de la mesure. Cette estimation a nécessité une mesure préalable du champ magnétique dans l'ensemble de la chambre à vide.

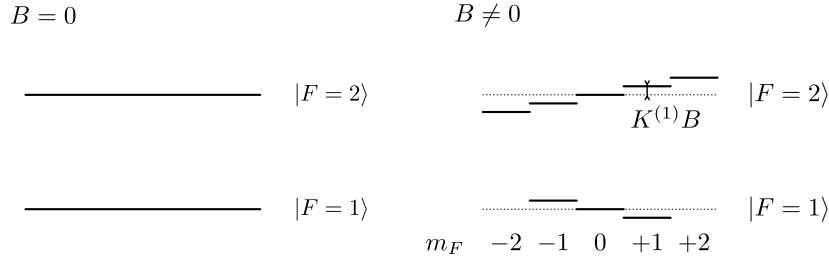


Fig. 4.33 Levée de dégénérescence Zeeman sous l'effet du champ magnétique. $K^{(1)} = \mu_B/h \simeq 1,4 \text{ MHz/G}$ relie le champ magnétique au déplacement Zeeman $\Delta\nu_{\text{Zee}}^{(1)}$.

Mesure du champ magnétique

Afin de mesurer le champ magnétique dans la cellule, nous mesurons l'effet Zeeman d'ordre 1 sur les atomes par spectroscopie Raman.

En considérant que le champ magnétique s'écrit $\vec{B} = B_z \vec{e}_z$, l'effet Zeeman d'ordre 1 déplace les niveaux d'énergie atomiques de

$$\Delta E_{F, m_F}^{(1)} = \mu_B g_F m_F B_z \quad (4.4.1)$$

où $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ est le magnéton de Bohr et g_F un facteur de Landé, avec $g_{F=2} = +1/2$ pour l'état $|F=2\rangle$ (l'énergie augmente avec B) et $g_{F=1} = -1/2$ pour l'état $|F=1\rangle$ (l'énergie diminue avec B). Le déplacement Zeeman d'ordre 1 est représenté sur la Figure 4.33.

Afin de mesurer le champ magnétique, nous devons sélectionner les atomes dans un état sensible à l'effet Zeeman : nous choisissons donc l'état $|F=2, m_F=1\rangle$. La fréquence de la sélection micro-onde est décalée² de façon à préparer les atomes dans l'état $|F=2, m_F=1\rangle$. Les atomes étant maintenant fortement sensibles au champ magnétique, on sonde la transition $|F=2, m_F=1\rangle \rightarrow |F=1, m_F=1\rangle$ avec une impulsion Raman co-propageante (non sélective en vitesse). L'état interne des atomes est représenté en Figure 4.34 pour chacune de ces étapes.

Introduisons $|g\rangle = |F=2, m_F=1\rangle$ et $|e\rangle = |F=1, m_F=1\rangle$ pour simplifier les notations. Les déplacements des niveaux d'énergie $|g\rangle$ et $|e\rangle$ s'écrivent alors (équation (4.4.1))

$$\Delta E_g^{(1)} = \frac{1}{2} \mu_B B_z \quad (4.4.2)$$

$$\Delta E_e^{(1)} = -\frac{1}{2} \mu_B B_z \quad (4.4.3)$$

2. Ce décalage est $\mu_B B/h$ (équation (4.4.1)), soit typiquement quelques dizaines de kHz.

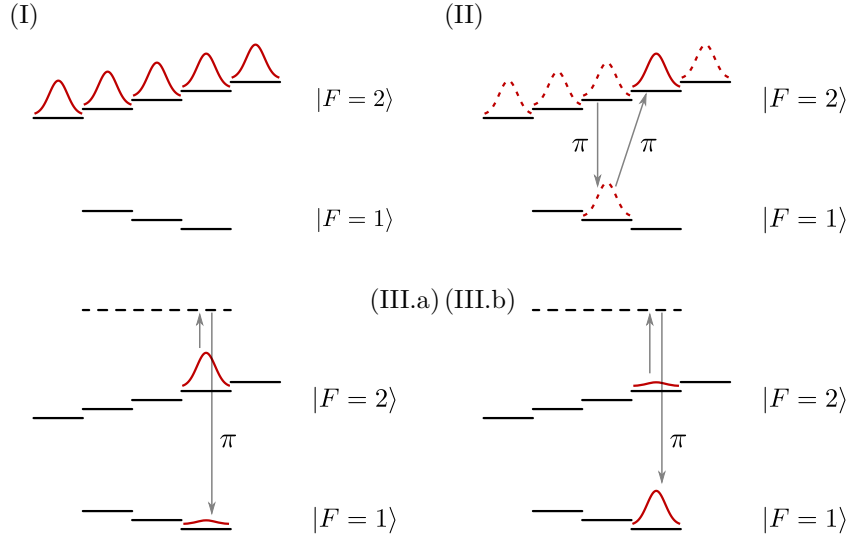


Fig. 4.34 État interne des atomes lors des différentes étapes de la mesure de champ magnétique.

(I) : atomes équirépartis dans l'état $|F = 2\rangle$ après la mélasse.

(II) : atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 1\rangle$ après la sélection micro-onde.

(III) : l'impulsion Raman π ne transfère les atomes que lorsqu'elle est résonante (III.b), c'est-à-dire quand elle compense l'effet Zeeman d'ordre 1.

soit

$$\Delta E_g^{(1)} - \Delta E_e^{(1)} = \mu_B B_z \quad (4.4.4)$$

ou encore, en termes de fréquences

$$\Delta \nu_{Zee}^{(1)} = \Delta \nu_g^{(1)} - \Delta \nu_e^{(1)} = \frac{\mu_B B_z}{h} \quad (4.4.5)$$

Nous obtenons un pic de résonance dont la fréquence centrale nous donne directement $\Delta \nu_{Zee}^{(1)}$ (Figure 4.35). Le champ magnétique à la position des atomes z_R lors de l'impulsion Raman s'écrit alors

$$B(z_R) = \frac{h \Delta \nu_{Zee}^{(1)}}{\mu_B} \quad (4.4.6)$$

La mesure est ensuite répétée à différentes hauteurs dans la cellule (dans une zone de ± 10 cm autour du centre du piège) à l'aide de la technique des « ascenseurs atomiques » (voir partie 2.7.2), et à différents instants en décalant le début de l'impulsion Raman. Les résultats sont présentés en Figure 4.36 pour les conditions usuelles de l'expérience, pour quatre valeurs différentes du champ magnétique directeur. La « nappe » obtenue est le résultat d'une interpolation 3D (*Bivariate Spline*).

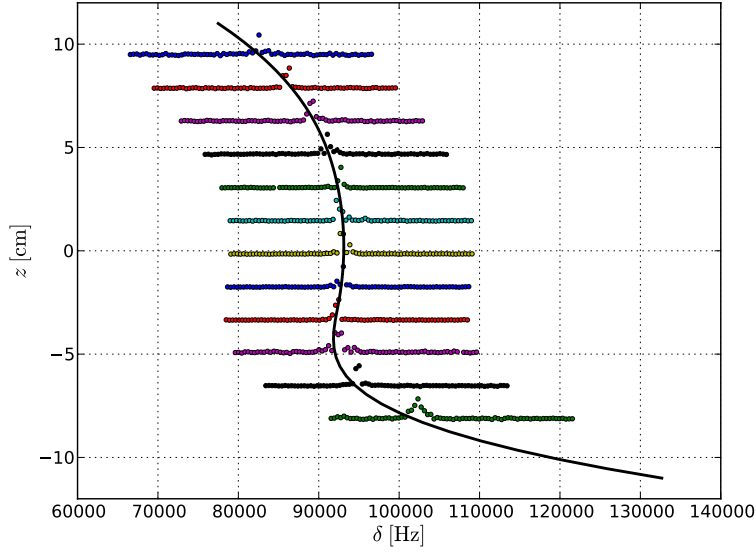


Fig. 4.35 Spectres de résonance obtenus à différentes hauteurs dans la cellule. Les atomes sont déplacés dans la cellule à l'aide d'oscillations de Bloch (ascenseur atomique). Le profil du champ magnétique interpolé est représenté par un trait plein.

Cette méthode nous permet donc de connaître la valeur réelle du champ magnétique en fonction du temps et de l'espace $B(t, z)$ lors de la mesure de h/m , pour ces quatre valeurs du champ magnétique directeur.

Les mesures révèlent que le champ magnétique dépend très peu du temps. Cela exclut la possibilité d'un éventuel champ magnétique résiduel dû à la coupure du courant dans les bobines du 3D-MOT. Une étude menée en 2012 par Baptiste PEZELIER a permis de mesurer le temps de rétablissement à 5% du courant dans ces bobines, qui est de l'ordre de 45 ms après la consigne d'extinction. Ce délai est inférieur au délai respecté dans la séquence entre la fin de la mélasse et la première impulsion Raman.

En revanche, le champ magnétique dépend assez fortement de la position dans la cellule, avec une homogénéité assez bonne entre -5 cm et $+5$ cm (les variations relatives de B sont de l'ordre de 5% dans cette zone pour toutes les valeurs de B_{dir} étudiées), puis un gradient prédominant, principalement dans le bas de la cellule (en-deçà de -5 cm environ). Cette forme nous a conduits à modifier légèrement la séquence de mesure de h/m afin de garder les atomes le plus possible dans cette zone homogène.

Modélisation de l'effet Zeeman quadratique

Pour la mesure de h/m nous préparons les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. L'effet Zeeman d'ordre 2 affecte les atomes, même lorsqu'ils sont dans un état de

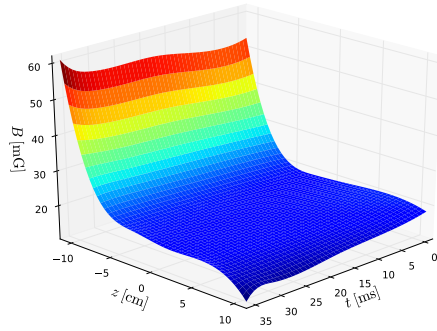
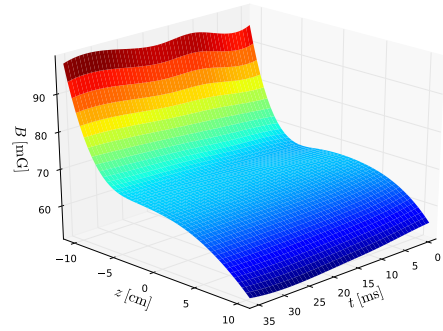
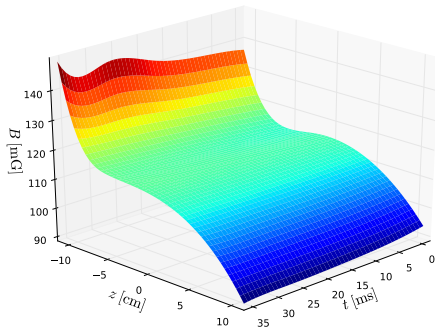
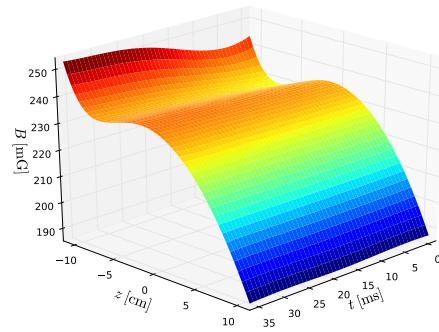
(a) $B_{\text{dir}} = 0,1 \text{ V}$.(b) $B_{\text{dir}} = 0,3 \text{ V}$.(c) $B_{\text{dir}} = 0,5 \text{ V}$.(d) $B_{\text{dir}} = 1,0 \text{ V}$.

Fig. 4.36 Champ magnétique mesuré dans l'enceinte à vide pour plusieurs valeurs de la tension aux bornes des bobines générant le champ magnétique directeur. Le champ magnétique (en milli Gauss) est représenté en fonction de la hauteur des atomes dans la cellule ($z = 0$ correspondant au centre du piège atomique) et du temps ($t = 0$ correspondant au début de la sélection Raman lors de la séquence h/m).

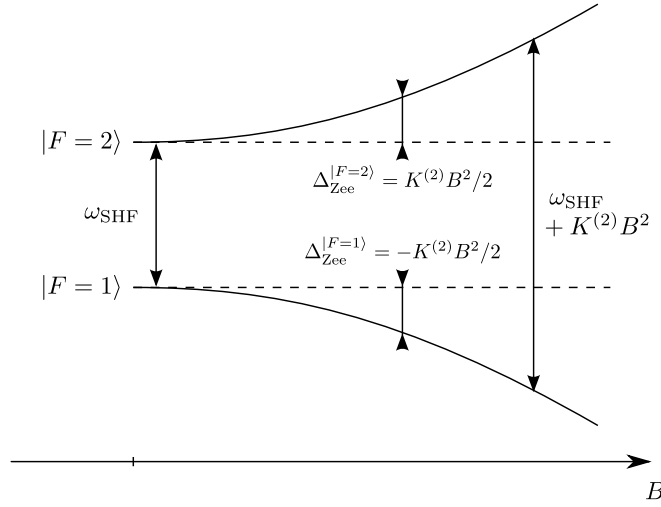


Fig. 4.37 Déplacement des niveaux d'énergie de la structure hyperfine dû à l'effet Zeeman quadratique. $K^{(2)} = 575,15 \text{ Hz/G}^2$ est le déplacement de la transition horloge par l'effet Zeeman quadratique.

$m_F = 0$, et induit un déplacement des niveaux

$$\Delta E_{\text{Zee}, F=1}^{(2)} = -\frac{h}{2} K^{(2)} B^2 \quad (4.4.7)$$

$$\Delta E_{\text{Zee}, F=2}^{(2)} = +\frac{h}{2} K^{(2)} B^2 \quad (4.4.8)$$

avec $K^{(2)} = 575,15 \text{ Hz/G}^2$ le déplacement de la transition horloge par l'effet Zeeman quadratique [STECK 2001]. La Figure 4.37 représente le déplacement des niveaux d'énergie de $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ dû à l'effet Zeeman du second ordre.

Rappelons que chaque valeur de h/m est issue d'une mesure différentielle entre quatre spectres : en changeant le sens Raman (+1 et -1) ainsi qu'en changeant le sens de l'accélération Bloch (haut ou bas). Les trajectoires calculées des atomes, pour chaque spectre, sont représentées en Figure 4.38. Les spectres entre lesquels seul le sens Raman a été inversé sont pratiquement confondus car ils sont séparés, en vitesse, de seulement $4v_r$ au plus.

L'effet Zeeman d'ordre 2 est en grande partie compensé par le changement de sens Raman (voir partie 4.1.1). L'équation (4.1.8) montre que ce sont les *variations* de B entre la sélection et la mesure qui induisent un effet systématique. En effet, le déphasage Zeeman apparaît uniquement pendant la sélection et pendant la mesure, où les bras de l'interféromètre sont dans des états internes différents (Figure 4.39).

L'effet systématique dans l'interféromètre peut être compris en comparant le déphasage acquis à la sélection par un bras, au déphasage acquis à la mesure par l'autre

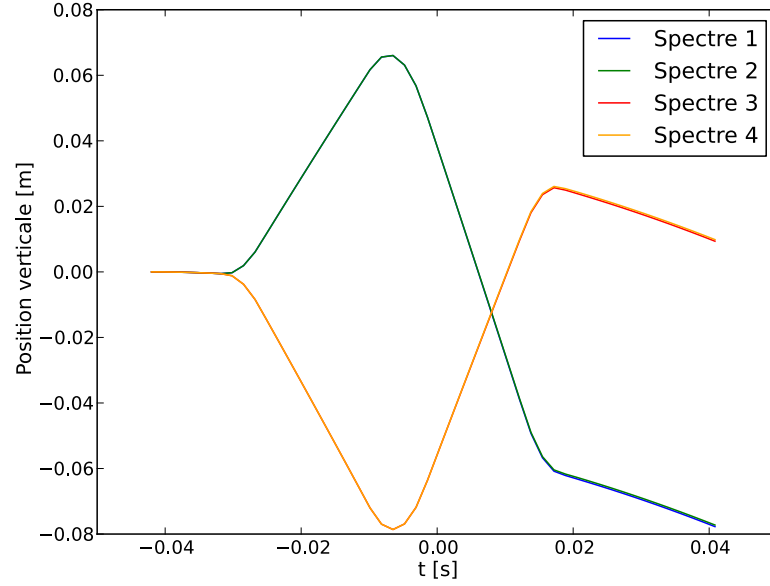


Fig. 4.38 Les trajectoires des atomes pour les 4 spectres, en changeant le sens des transitions Raman (spectres (1,3) et (2,4)) ainsi que le sens de l'accélération de Bloch (spectres (1,2) et (3,4)). L'instant $t = 0$ correspond au début de la sélection Raman. Les spectres entre lesquels seul le sens Raman a été inversé sont pratiquement confondus car ils sont séparés, en vitesse, de seulement $4v_r$ au plus.

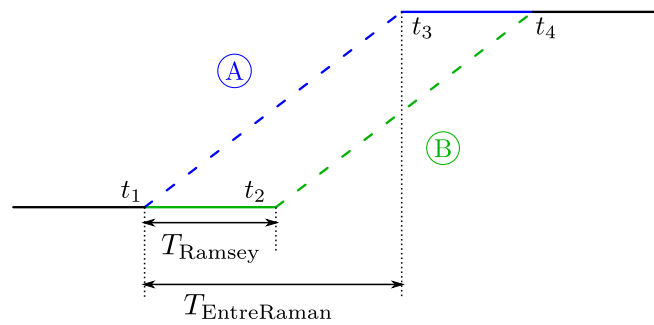


Fig. 4.39 Les deux bras de l'interféromètre utilisé. Le sens Raman est choisi vers le "haut" (opposé à la gravité). L'état $|F = 2\rangle$ est représenté en traits pleins, et $|F = 1\rangle$ en pointillés.

bras. Si le champ B était homogène dans l'espace, l'un devrait être égal à l'autre, et le déphasage total entre les deux bras devrait être nul. Le champ B réel n'étant pas homogène dans l'espace, ces deux déphasages sont en général différents, d'où l'apparition d'un déphasage non compensé entre les bras de l'interféromètre.

Une simulation a été réalisée pour calculer le déphasage acquis par les atomes pour chacun des quatre spectres, en tenant compte de leur trajectoire exacte issue des paramètres réels de l'expérience. Nous calculons la phase induite par l'effet Zeeman quadratique et accumulée le long des trajectoires respectives des bras (A) et (B). Le déphasage total pour un spectre donné est calculé par convention comme

$$\Delta\phi_{\text{spectre}} = \phi_A - \phi_B \quad (4.4.9)$$

où ϕ_A (resp. ϕ_B) est le déphasage acquis sur le bras (A) (resp. (B)).

Le bras (A) est dans l'état $|F = 1\rangle$ entre t_1 et t_3 , puis dans l'état $|F = 2\rangle$ entre t_3 et t_4 . On déduit l'expression du déphasage sur ce bras en utilisant l'équation (4.4.7) :

$$\begin{aligned} \phi_A &= \frac{1}{h} \int_{t_1}^{t_4} \Delta E_{\text{Zee}}^A(t, z_A(t)) dt \\ &= \frac{1}{h} \int_{t_1}^{t_3} \Delta E_{\text{Zee}, F=1}(t, z_A(t)) dt + \\ &\quad \frac{1}{h} \int_{t_3}^{t_4} \Delta E_{\text{Zee}, F=2}(t, z_A(t)) dt \\ &= \int_{t_1}^{t_4} \frac{1}{2} \epsilon_A(t) K^{(2)} B^2(t, z_A(t)) dt \end{aligned} \quad (4.4.10)$$

où les $(t_i)_{i \in \{1,2,3,4\}}$ sont ceux introduits en Figure 4.39, et :

$$\epsilon_A(t) = \begin{cases} -1 & \text{pour } t < t_3 \\ +1 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (4.4.11)$$

Cette fonction $\epsilon_A(t)$ représente le signe du déplacement Zeeman pour le bras (A) à l'instant t .

De même pour le bras (B), qui est dans l'état $|F = 2\rangle$ entre t_1 et t_2 , puis dans l'état $|F = 1\rangle$ entre t_2 et t_4 , en utilisant l'équation (4.4.8) :

$$\begin{aligned} \phi_B &= \frac{1}{h} \int_{t_1}^{t_4} \Delta E_{\text{Zee}}^B(t, z_B(t)) dt \\ &= \int_{t_1}^{t_4} \frac{1}{2} \epsilon_B(t) K^{(2)} B^2(t, z_B(t)) dt \end{aligned} \quad (4.4.12)$$

avec :

$$\epsilon_B(t) = \begin{cases} +1 & \text{pour } t < t_2 \\ -1 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (4.4.13)$$

Confrontation avec l'expérience

Ce modèle a été appliqué à la détermination de l'effet systématique associé à l'effet Zeeman d'ordre 2 sur la valeur de h/m . Le déphasage induit par le champ magnétique $\Delta\phi_{\text{spectre}} = \phi_A^{\text{spectre}} - \phi_B^{\text{spectre}}$ est calculé pour chaque spectre. L'effet systématique sur h/m est ensuite calculé comme

$$\Delta\left(\frac{h}{m}\right)_{\text{Zee}} = \frac{(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2) - (\Delta\phi_3 - \Delta\phi_4)}{4(N^H - N^B)k_B k_R T_R} \quad (4.4.14)$$

avec N^H et N^B le nombre d'oscillations respectivement pour la trajectoire du haut (500) et celle du bas (-500).

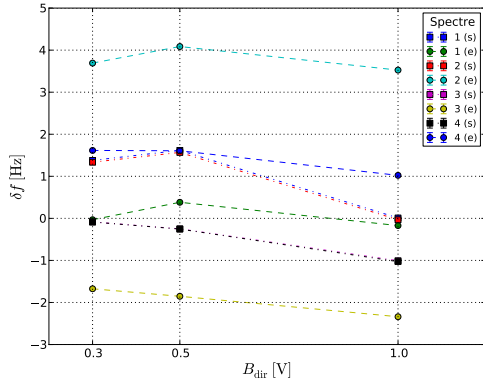
Nous n'avons pas accès expérimentalement à la valeur de h/m à champ magnétique nul, par conséquent le modèle est comparé à l'expérience par différence entre deux valeurs du champ magnétique directeur. Les mesures ont été effectuées pour trois valeurs du champ magnétique directeur : 0,3 V, 0,5 V et 1 V. Nous avons considéré les variations de h/m entre 0,5 V et 1 V (configuration \mathcal{C}_1), ainsi qu'entre 0,3 V et 0,5 V (configuration \mathcal{C}_2). Les valeurs données par l'expérience et par la simulation pour la configuration \mathcal{C}_1 sont compatibles entre elles :

$$\begin{aligned} \Delta\left(\frac{h}{m}\right)_{\text{exp}}^{\mathcal{C}_1} &\simeq (-1,5 \times 10^{-9} \pm 1,0 \times 10^{-9}) \frac{h}{m} \\ \Delta\left(\frac{h}{m}\right)_{\text{sim}}^{\mathcal{C}_1} &\simeq (-7,37 \times 10^{-10}) \frac{h}{m} \end{aligned}$$

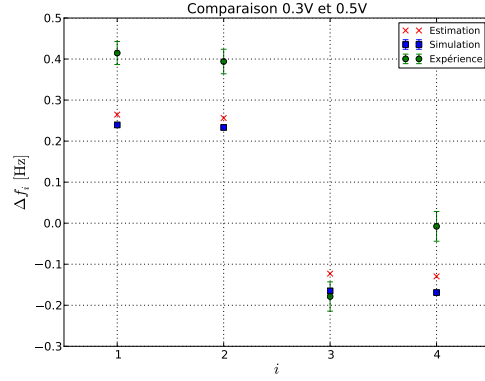
En revanche, celles données par l'expérience et par la simulation pour la configuration \mathcal{C}_2 ne le sont pas :

$$\begin{aligned} \Delta\left(\frac{h}{m}\right)_{\text{exp}}^{\mathcal{C}_2} &\simeq (3,2 \times 10^{-9} \pm 1,1 \times 10^{-9}) \frac{h}{m} \\ \Delta\left(\frac{h}{m}\right)_{\text{sim}}^{\mathcal{C}_2} &\simeq (7,05 \times 10^{-11}) \frac{h}{m} \end{aligned}$$

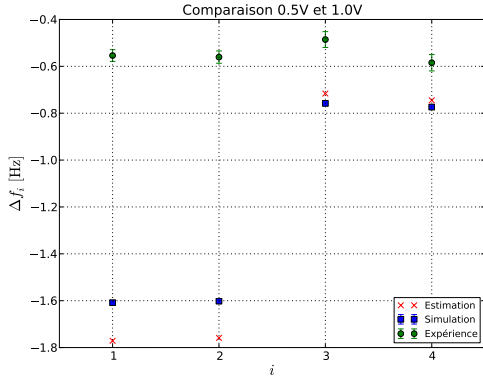
Il est plus aisé d'étudier un effet systématique en regardant son impact sur chacun des spectres individuels, plutôt que sur la valeur de h/m . En effet, nous rappelons que cette dernière est issue d'une mesure différentielle, qui compense une grande partie des effets systématiques, réduisant ainsi l'amplitude relative de l'effet systématique



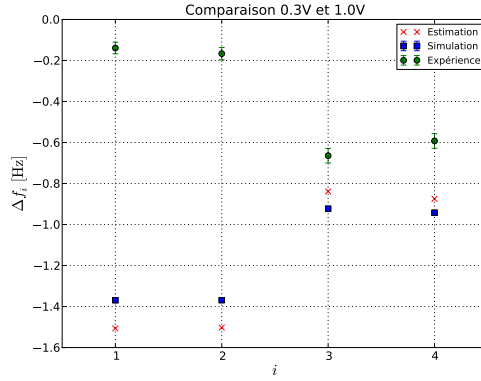
(a) Position du centre des franges δf pour les trois valeurs de champ magnétique directeur, valeurs simulées (s) et expérimentales (e).



(b) Évolution de δf entre $B_{\text{dir}} = 0,3 \text{ V}$ et $0,5 \text{ V}$.



(c) Évolution de δf entre $B_{\text{dir}} = 0,5 \text{ V}$ et 1 V .



(d) Évolution de δf entre $B_{\text{dir}} = 0,3 \text{ V}$ et 1 V .

Fig. 4.40 (a) : position δf du centre des franges pour plusieurs valeurs du champ magnétique directeur. (b-d) : déplacement Δf_i du centre des franges δf pour chaque spectre $i \in \{1,2,3,4\}$, entre deux valeurs de B_{dir} . Points : valeurs expérimentales. Carrés : simulation. Croix : valeurs estimées de Δf_i en négligeant les variations du champ magnétique pendant la durée de la sélection, ainsi que pendant la durée de la mesure.

Spectre	B_{dir} [V]	z_{sel} [cm]	z_{mes} [cm]	δf_{sim} [Hz]	δf_{exp} [Hz]
1	0,30	3,27	-8,82	$1,3780250 \pm 0,0000030$	$-0,032 \pm 0,022$
2	0,30	3,27	-8,76	$1,3349986 \pm 0,0000040$	$3,692 \pm 0,023$
3	0,30	-5,43	2,95	$-0,08457150 \pm 0,00000093$	$-1,674 \pm 0,026$
4	0,30	-5,43	3,01	$-0,0858776 \pm 0,0000018$	$1,615 \pm 0,026$
1	0,50	3,27	-8,82	$1,617547 \pm 0,000038$	$0,382 \pm 0,017$
2	0,50	3,27	-8,76	$1,5683416 \pm 0,0000090$	$4,086 \pm 0,019$
3	0,50	-5,43	2,95	$-0,2495188 \pm 0,0000020$	$-1,853 \pm 0,024$
4	0,50	-5,43	3,01	$-0,2548766 \pm 0,0000018$	$1,607 \pm 0,025$
1	1,00	3,27	-8,82	$0,009113 \pm 0,000018$	$-0,172 \pm 0,018$
2	1,00	3,27	-8,76	$-0,033579 \pm 0,000019$	$3,525 \pm 0,018$
3	1,00	-5,43	2,95	$-1,0075884 \pm 0,0000024$	$-2,339 \pm 0,024$
4	1,00	-5,43	3,01	$-1,028660 \pm 0,000012$	$1,023 \pm 0,024$

Table 4.6 Valeurs simulées et expérimentales du décalage de la frange centrale pour les différents spectres et les différentes valeurs de B_{dir} .

étudié. En revanche, les effets systématiques sont beaucoup plus significatifs lorsque l'on regarde les spectres individuels. La fréquence centrale des spectres peut ainsi varier de quelques Hz sous l'effet du champ magnétique, tandis que l'effet résultant sur la valeur de h/m n'est que de quelques 10^{-9} , et nécessite un temps d'acquisition beaucoup plus long pour être résolu.

L'effet du champ magnétique sur les fréquences centrales est représenté dans le tableau 4.6 et en Figure 4.40(a). Le désaccord entre la simulation et l'expérience est nettement visible sur les Figures 4.40(b) à 4.40(d) où est représentée la variation, entre couples de valeurs du champ magnétique directeur, du centre des franges pour chaque spectre.

Nous avons fait quelques tests simples des valeurs des Δf_i , afin de confirmer la validité de la simulation numérique. Si l'on néglige les variations de B ressenties par les atomes pendant la sélection ainsi que pendant la mesure, une bonne estimation de l'effet Zeeman d'ordre 2 entre la sélection et la mesure peut s'écrire (équation (4.4.7))

$$\Delta \nu_{\text{Zee}}^{(2)} \simeq K^{(2)} \left(\tilde{B}_{\text{mes}}^2 - \tilde{B}_{\text{sel}}^2 \right) \quad (4.4.15)$$

où \tilde{B}_{sel} (resp. \tilde{B}_{mes}) est la moyenne du champ magnétique ressenti par les atomes lors de la sélection (resp. la mesure). Les valeurs obtenues sont en bon accord avec les valeurs tirées de la simulation numérique, et en désaccord avec les valeurs expérimentales.

Les résultats numériques du modèle ont été mis à l'épreuve dans deux situations simples. Premièrement, si le champ B est constant et uniforme, les déphasages dus à l'effet Zeeman quadratique se compensent parfaitement entre les bras (A) et (B), et en

utilisant les équations (4.4.10) et (4.4.12), il vient que pour tous les spectres, $\Delta\phi = 0$. C'est ce qui est obtenu avec le modèle numérique.

Deuxièmement, si B est uniforme spatialement mais dépendant du temps, alors le déphasage dépendra uniquement du temps pendant lequel les deux bras de l'interféromètre sont dans des états internes différents. En d'autres termes, ce déphasage dépendra uniquement de T_R , qui est le même pour tous les spectres : le déphasage de chaque spectre sera donc *a priori* non nul, mais tous les spectres auront le même déphasage (avec le même signe). Un champ magnétique qui vaut B_1 entre $t = 0$ et $t = (t_2 + t_3)/2$, et B_2 par la suite, doit se traduire par un déphasage

$$\Delta\phi = K^{(2)} (B_2^2 - B_1^2) T_R \quad (4.4.16)$$

Le modèle est une nouvelle fois en accord avec ce résultat.

En conclusion, cette étude tend à confirmer que les simulations numériques effectuées sont en désaccord avec les résultats expérimentaux, et que le modèle utilisé ne suffit pas à décrire l'effet systématique.

Force magnétique quadratique

La présence d'un champ magnétique introduit, en plus du déphasage détaillé ci-dessus, une force sur les atomes, ce qui modifie la vitesse mesurée avec l'interféromètre. En effet, pour les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ il est énergétiquement favorable de se déplacer vers les fortes valeurs de B (Figure 4.37, p.130).

Pour isoler l'effet de cette force, il suffit d'allumer un champ magnétique pendant l'interféromètre, à un moment où les deux bras de l'interféromètre sont dans le même état interne (entre la sélection et la mesure). Cela permet de s'affranchir du déphasage étudié précédemment, qui n'apparaît que lorsque les deux paquets atomiques sont dans des états internes distincts.

Si l'on suppose que le champ magnétique n'est non nul qu'entre deux instants τ_1 et τ_2 compris entre t_2 et t_3 (les deux bras sont dans l'état $|F = 1\rangle$), la variation de vitesse $\Delta v_{|F=1\rangle}$ résultante se déduit de la conservation de l'énergie des atomes :

$$mv dv = -dE_{Zee, F=1} \quad (4.4.17)$$

$$dv = -\frac{1}{m} \frac{\partial E}{\partial z} \frac{1}{v} \frac{\partial z}{\partial t} dt \quad (4.4.18)$$

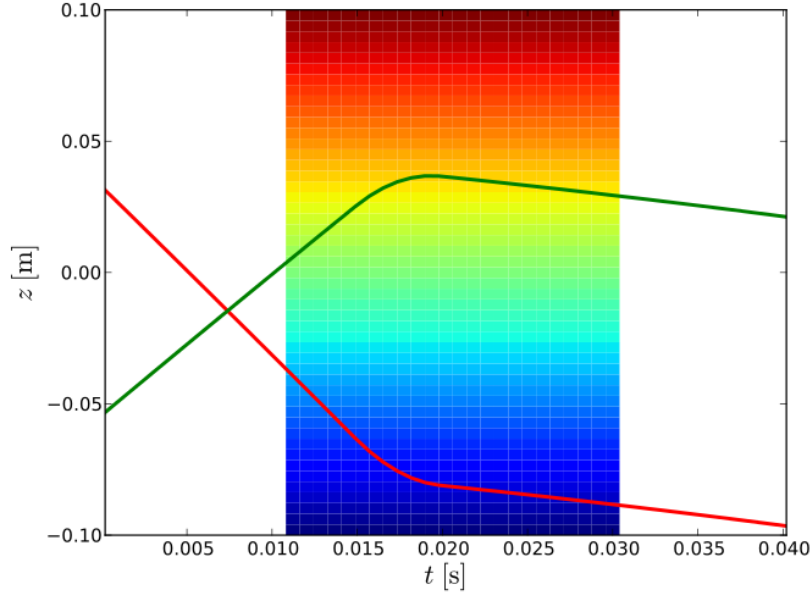


Fig. 4.41 Illustration du champ magnétique utilisé pour mettre en évidence l'effet de la force magnétique quadratique : $B(t, z) = B_0 + Af(t)z(t)$. L'instant $t = 0$ correspond au début de la sélection Raman (t_1). Les trajectoires du haut et du bas sont représentées.

Soit encore :

$$dv = \frac{h}{m} K^{(2)} B \nabla B dt \quad (4.4.19)$$

En intégrant :

$$\Delta v_{|F=1\rangle} = \frac{h}{m} \int_{\tau_1}^{\tau_2} K^{(2)} B(t, z) \nabla B dt \quad (4.4.20)$$

Pour calculer le changement de vitesse dans l'expérience (en gardant uniquement le premier ordre du gradient de B), on suppose que le champ magnétique prend la forme

$$B(t, z) = B_0 + Af(t)z(t) \quad (4.4.21)$$

avec A un gradient constant, B_0 un champ magnétique constant et f une fonction non nulle uniquement entre t_2 et t_3 .

L'hypothèse de départ permet d'éliminer un terme d'ordre 2 en $A^2 \int f^2(t)z(t)dt$:

$$\Delta v_{|F=1\rangle} \simeq \frac{h}{m} K^{(2)} B_0 A \int_{\tau_1}^{\tau_2} f(t) dt \quad (4.4.22)$$

Afin d'illustrer cet effet, la simulation d'un tel champ a été réalisée pour une fonction f en créneau d'amplitude 1 (Figure 4.41), par conséquent $\int_{\tau_1}^{\tau_2} f(t)dt = t_3 - t_2 \simeq 10$ ms. Avec $A = 10$ mG/cm et $B_0 = 100$ mG, la variation de vitesse sera dirigée vers le "haut" (dans le sens de $\vec{\nabla} B$), et vaudra environ, en moyenne :

$$\Delta v_{|F=1\rangle} \simeq 2,61 \times 10^{-9} \text{ m/s} \quad (4.4.23)$$

Le décalage du centre des franges devrait donc être

$$\Delta f = -\epsilon_R 2k_R \Delta v \simeq \mp 6,68 \text{ mHz} \quad (4.4.24)$$

Il est possible de vérifier le signe de Δf avec un argument qualitatif : pour le sens Raman **-1** (recul vers le bas), le décalage Doppler induit par Δv sera négatif : par conséquent le déphasage des franges sera positif (la fréquence de la frange centrale augmente pour compenser cet effet Doppler). C'est le cas des spectres 1 et 3. Pour le sens Raman **+1**, le décalage sera de signe opposé. C'est le cas des spectres 2 et 4. Ces propriétés sont vérifiées sur le décalage simulé du centre des franges

$$\begin{cases} \Delta f_1^{\text{sim}} = (3,5311 \pm 0,0011) \text{ mHz} \\ \Delta f_2^{\text{sim}} = (-3,5480 \pm 0,0011) \text{ mHz} \\ \Delta f_3^{\text{sim}} = (9,0208 \pm 0,0018) \text{ mHz} \\ \Delta f_4^{\text{sim}} = (-9,0390 \pm 0,0018) \text{ mHz} \end{cases}$$

La correction résultante sur h/m est très faible par rapport à celle mesurée dans l'expérience, et vaut

$$\Delta \left(\frac{h}{m} \right)_{\text{Force}} \simeq -3,6385 \times 10^{-10} \frac{h}{m} \quad (4.4.25)$$

L'effet de la force due au champ magnétique ne suffit donc pas non plus à expliquer les valeurs mesurées dans l'expérience.

Optimisation de la séquence temporelle

Comme vu précédemment (voir partie 4.4.1), le champ magnétique mesuré dans la cellule présente une région de grande homogénéité (entre -5 cm et $+5$ cm autour du centre du piège). Afin de minimiser l'effet Zeeman d'ordre 2 subi par les atomes durant l'interféromètre, il faut donc éviter que les atomes sortent de cette zone, où les phases accumulées par les atomes sont moins importantes. Nous avons donc optimisé la séquence pour garder les atomes le plus possible dans cette région.

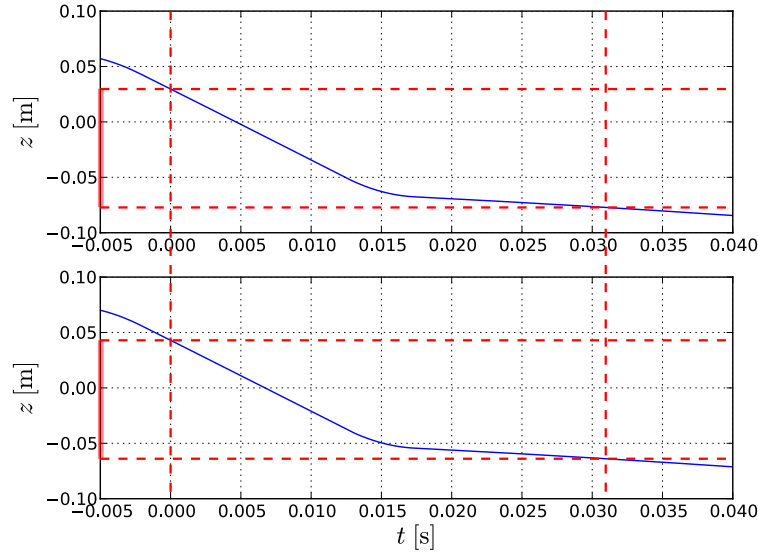


Fig. 4.42 Trajectoires pour le spectre 1 ; haut : avec la séquence usuelle ; bas : avec la séquence optimisée pour que les atomes restent dans une région où le champ magnétique est plus homogène. La sélection se produit à $t = 0$.

La Figure 4.42 montre une partie de la trajectoire des atomes, pour le spectre 1, entre la sélection et la mesure. La figure du haut correspond à la séquence usuelle, celle du bas correspond à la séquence « optimisée » : en augmentant le nombre d'oscillations de l'impulsion Bloch aller N_A , nous pouvons translater la trajectoire des atomes vers le haut de quelques cm, ce qui permet de garder les atomes dans la région où le champ magnétique est homogène.

Une augmentation de N_A de 50 oscillations nécessite une diminution de N_{asc} d'un même montant afin de compenser la vitesse supplémentaire due à ces oscillations. Ainsi, la vitesse des atomes au début de l'interféromètre est identique entre les deux séquences, et N_R (le nombre d'oscillations de Bloch qui intervient dans la mesure de h/m) reste identique. Le tableau 4.7 résume les différents paramètres utilisés pour ces deux séquences.

Conclusion

L'étude du champ magnétique que nous avons effectuée ne permet donc pas d'expliquer les valeurs de h/m mesurées en faisant varier le champ magnétique. Une hypothèse est que le champ magnétique mesuré est faussé par la composante de \vec{B} transverse à l'axe des lasers.

Cette composante se traduit par une modification du déplacement lumineux des niveaux d'énergie atomiques. Pour calculer cet effet, nous ne pouvons plus supposer

(a) Séquence usuelle					(b) Séquence optimisée				
Spectre	ϵ_R	N_{asc}	N_A	N_R	Spectre	ϵ_R	N_{asc}	N_A	N_R
1	-1	-300	+800	-500	1	-1	-350	+850	-500
2	+1	-300	+800	-500	2	+1	-350	+850	-500
3	-1	+300	-800	-500	3	-1	+250	-750	-500
4	+1	+300	-800	-500	4	+1	+250	-750	-500

Table 4.7 Paramètres des séquences (a) usuelle et (b) optimisée pour garder les atomes dans la région de champ magnétique homogène.

que les lasers sont infiniment loin de résonance, comme c'était le cas jusqu'à présent (équation (1.1.11), p.6). Il faut ainsi considérer le couplage entre les niveaux fondamentaux et chacun des états hyperfins du niveau excité, qui sont au nombre de quatre ($F = 0,1,2,3$).

L'effet d'une rotation du champ magnétique sur un état $|m_F\rangle$ est une rotation dans l'espace de Hilbert, ce qui place les atomes dans une superposition des autres sous-niveaux Zeeman $|m'_F\rangle$. Le déplacement des niveaux d'énergie correspondant à cette rotation peut être calculé, en faisant la somme des déplacements lumineux de chaque transition possible entre les états du niveau fondamental et ceux du niveau excité.

Ce calcul a été réalisé dans l'équipe, et nous aboutissons à un résultat relativement simple, sous réserve de faire l'approximation suivante pour l'expression des énergies des niveaux excités :

$$E_K = \frac{1}{2} A_{\text{SHF}} K + B_{\text{SHF}} K(K+1) \quad (4.4.26)$$

où K est un nombre quantique défini tel que

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \quad (4.4.27)$$

et les constantes A_{SHF} et B_{SHF} correspondent, respectivement, à la constante dipolaire magnétique et à la constante quadrupolaire électrique du niveau excité $5^2P_{3/2}$ [STECK 2001].

On suppose que le champ magnétique \vec{B} fait un angle θ avec la verticale, et que la polarisation \vec{e} de l'un des lasers, dans le plan (x,y) , est caractérisée par un angle φ dans ce plan (Figure 4.43). Le déplacement lumineux résultant, à l'ordre 2 en $1/\Delta^2$, est alors

$$\delta_{\text{d.l.}} = \Omega_{\text{eff}}^2 \left(\frac{1}{2\Delta} \frac{\omega_{\text{SHF}}}{\Delta} + \frac{3A_{\text{SHF}}}{2\Delta^2} + \frac{A_{\text{SHF}}}{2\Delta^2} \sin^2(\theta) \cos^2(\varphi) \right) \quad (4.4.28)$$

Le premier terme du membre de droite correspond à l'approximation réalisée au chapitre 1, où l'on ne considère que le premier ordre du déplacement lumineux en

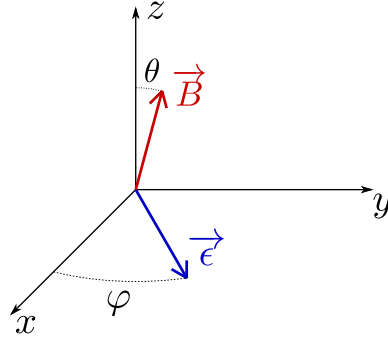


Fig. 4.43 Configuration du champ magnétique transverse. La présence d'un champ magnétique transverse impose une rotation de \vec{B} d'un angle θ autour de l'axe vertical. La polarisation $\vec{\epsilon}$ des lasers Raman fait un angle ϕ dans le plan horizontal.

$\omega_{\text{SHF}}/\Delta$. Le deuxième terme correspond à l'ordre suivant, sans tenir compte de l'angle θ du champ magnétique. Enfin, le troisième terme tient également compte du champ magnétique transverse.

On vérifie que si $\theta = 0$, le troisième terme est toujours nul, ce qui se comprend en regardant la Figure 4.43 car $\vec{\epsilon}$ et \vec{B} sont toujours perpendiculaires entre eux.

Afin d'estimer cet effet pour notre interféromètre, nous utilisons les résultats d'une mesure du champ magnétique effectuée dans l'équipe, à partir de laquelle nous estimons que l'angle θ maximal est $\theta_m \simeq \pi/3$. Le terme correctif sur le déplacement lumineux réel est donc, en valeur relative, de l'ordre de

$$\frac{\Delta_{\text{d.l.}}^m}{\delta_{\text{d.l.}}} \simeq \frac{1}{4} \frac{A_{\text{SHF}}}{\omega_{\text{SHF}}} \simeq 0,3 \% \quad (4.4.29)$$

Compte tenu du désaccord de nos lasers Raman ($\simeq 90$ GHz), et de leur intensité sur les atomes ($\simeq 7 \text{ mW cm}^{-2}$), nous estimons notre déplacement lumineux à environ 340 Hz (voir équation (1.1.13), p.7). L'effet maximal du champ magnétique transverse est alors de l'ordre de 1 Hz si l'on suppose que l'angle du champ magnétique varie de $\pi/3$ entre la sélection et la mesure.

La présence d'un champ magnétique transverse engendre un déplacement lumineux dont l'ordre de grandeur est proche de l'effet recherché (voir tableau 4.6, p.135). Cela pourrait constituer une piste pour approfondir encore l'étude du champ magnétique.

L'une des prochaines étapes de cette étude sera donc de mesurer le déplacement de la frange centrale pour plusieurs valeurs de l'intensité des faisceaux Raman. Cela permettra d'infirmer ou de confirmer que l'effet du champ magnétique transverse sur les déplacements lumineux des faisceaux Raman est responsable du désaccord entre l'expérience et la simulation.

4.4.2 Effet systématique lié à l'efficacité des oscillations de Bloch

La puissance vue par les atomes pendant les oscillations de Bloch semble avoir un impact sur la valeur mesurée de h/m . Cela ne devrait pas être le cas ; une baisse de puissance s'accompagne certes d'une baisse de l'efficacité des oscillations et donc du contraste de l'interféromètre, mais ne devrait jouer aucun rôle dans la valeur de h/m .

Afin de mettre en évidence ce phénomène, nous changeons l'amplitude \mathcal{A}_B du signal envoyé à l'AOM par lequel passent les faisceaux Bloch, uniquement pendant l'impulsion « retour » (celle qui se trouve entre la sélection et la mesure). Cela modifie la puissance laser vue par les atomes, en d'autres termes, nous changeons l'efficacité de l'impulsion Bloch retour. L'expérience est ensuite répétée pour plusieurs valeurs de \mathcal{A}_B .

La Figure 4.44 montre les résultats d'une série de mesures de h/m entre lesquelles seule l'intensité des faisceaux Bloch pendant l'impulsion *retour* a été modifiée. Le paramètre que nous utilisons pour décrire l'efficacité des oscillations de Bloch est le nombre total d'atomes détectés N_{tot} , normalisé par rapport au plus grand nombre d'atomes détectés dans la série de mesures de h/m étudiée, N_{max} . On observe un effet pouvant aller jusqu'à -10^{-7} en valeur relative sur h/m , ce qui est plus que significatif compte tenu de notre incertitude de mesure (quelques 10^{-9} pour une valeur).

L'efficacité des oscillations de Bloch est aussi déterminée par l'accélération du réseau, qui doit être beaucoup plus faible que l'accélération critique (équation (1.2.13), p.22). Nous avons observé l'effet de la durée de l'impulsion Bloch retour sur la valeur de h/m , qui donne un résultat semblable à l'effet de l'intensité des faisceaux (Figure 4.44(b)). Plus la durée de l'impulsion diminue, plus l'on se rapproche de l'accélération critique du réseau, et moins les oscillations de Bloch sont efficaces.

Nous avons étudié le comportement de h/m pour plusieurs paramètres expérimentaux, en particulier le désaccord du laser Bloch Δ . L'efficacité des oscillations de Bloch dépend du rapport I/Δ (équation (1.2.8), p.19). L'intensité I de chacun des faisceaux Bloch I_{bas} et I_{haut} (montant et descendant) a été mesurée à l'aide des deux photodiodes dans le blindage. L'intensité pertinente pour les oscillations de Bloch dans le cas général où les deux faisceaux n'ont pas la même intensité est $\sqrt{I_{\text{bas}}I_{\text{haut}}}$.

Des mesures du nombre d'atomes détectés lors de la séquence h/m ont été réalisées en fonction du paramètre I/Δ pour deux valeurs de Δ . Ces courbes doivent se superposer à cause de l'argument détaillé ci-dessus, on observe un accord correct (à 15% près) entre l'expérience et la théorie (Figure 4.45).

L'existence d'un paramètre « universel » pour l'efficacité, I/Δ , permet de regrouper les mesures effectuées à plusieurs désaccords Δ pour le faisceau Bloch. La valeur de h/m a été mesurée pour un Δ de 25,9 GHz (valeur usuelle du désaccord) et de

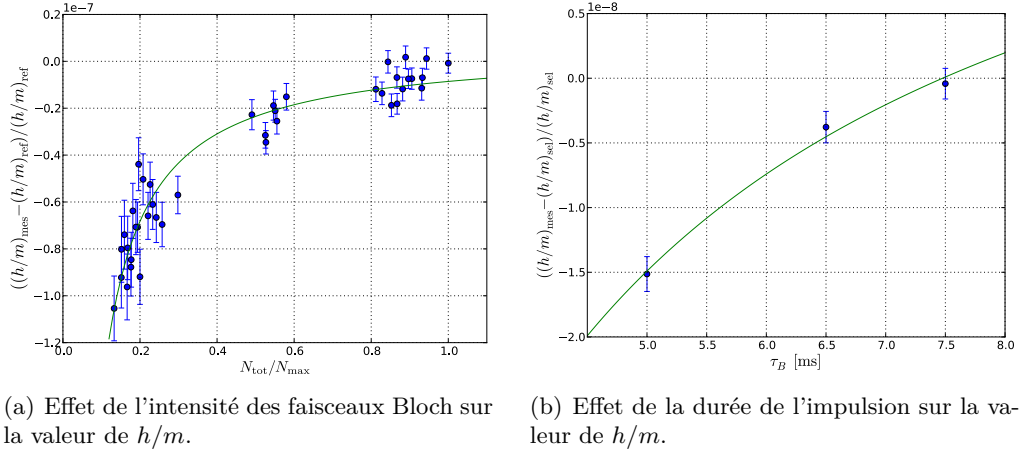


Fig. 4.44 Effet de l'efficacité de l'impulsion Bloch « retour » sur la valeur de h/m . L'efficacité de cette impulsion est modifiée, soit (a) en modifiant l'intensité des faisceaux Bloch (ce qui se traduit par un nombre d'atomes détectés N_{tot} différent), soit (b) en modifiant la durée de l'impulsion. Les ajustements utilisés sont des hyperboles, et ont pour seul but de guider l'œil du lecteur.

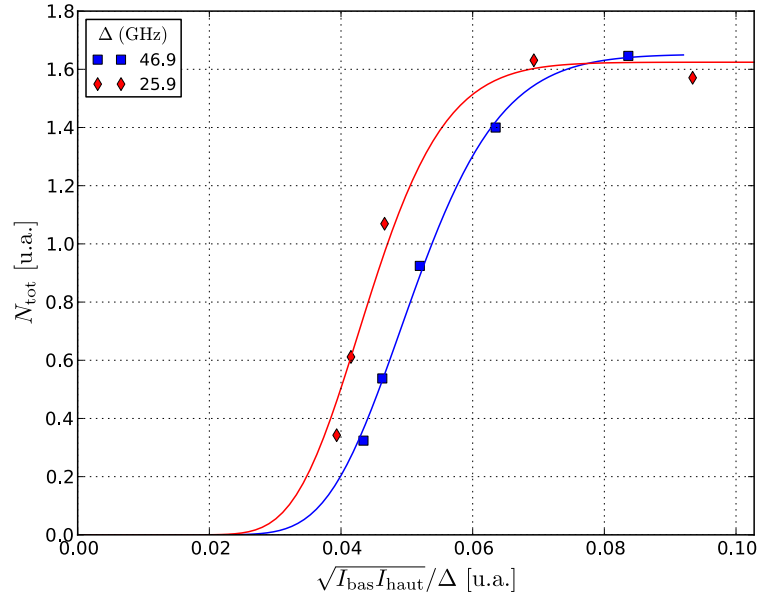


Fig. 4.45 Nombre d'atomes détectés en fonction du paramètre I/Δ . Cette courbe « universelle » pour l'efficacité des oscillations de Bloch (ne dépendant pas du désaccord Δ) pourrait permettre d'estimer l'importance de l'effet systématique récemment découvert sur la valeur de h/m de 2011.

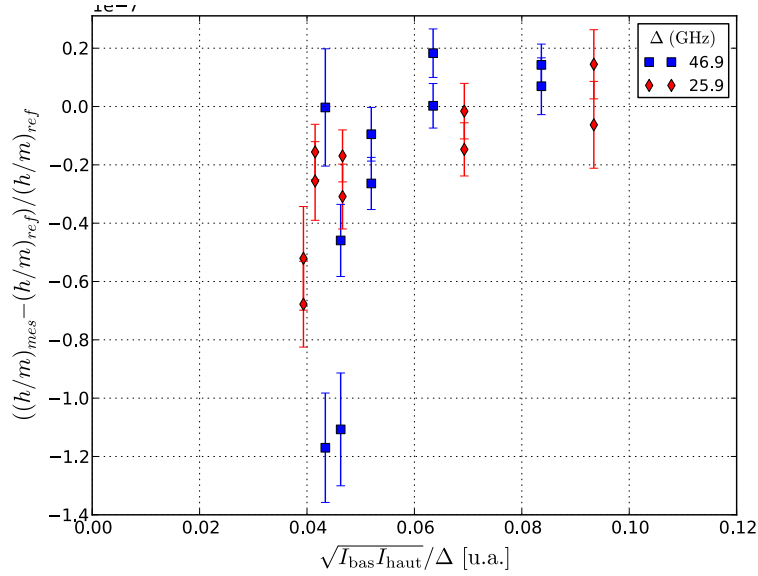


Fig. 4.46 Variation relative de h/m en fonction du paramètre I/Δ mesuré pour les deux valeurs de Δ étudiées. Les points expérimentaux pour les deux valeurs de Δ semblent se superposer en bonne approximation.

46,9 GHz. La Figure 4.46 montre que les variations de h/m en fonction de l'efficacité sont indépendantes du désaccord en bonne approximation.

L'effet systématique que nous observons est difficile à interpréter. La majeure partie des autres effets systématiques liés à la présence d'un faisceau sur les atomes (comme les déplacements lumineux, l'effet magnéto-optique, etc.) tendent à disparaître lorsque l'intensité des faisceaux diminue. Ce n'est pas le cas de l'effet que nous observons ici, qui semble s'équilibrer à haute intensité Bloch et diverger à basse intensité.

Les variations de h/m observées ne sont pas dues au changement du nombre d'atomes dans l'interféromètre : une mesure différentielle a révélé que la valeur de h/m n'était pas significativement modifiée par une variation du nombre initial d'atomes (réalisée en divisant par deux la durée de la première impulsion de la sélection micro-onde).

L'une des hypothèses que nous avons émises est l'échauffement de l'AOM dans lequel passent les faisceaux Raman et les faisceaux Bloch, échauffement rendu très important par l'intensité du faisceau (proche de 1 W à cet endroit). La température du cristal de l'AOM ne serait pas stabilisée lors du passage de la dernière impulsion Raman de l'interféromètre, modifiant ainsi sa phase. L'indice optique du cristal peut varier de quelques % avec un échauffement de 50 °C. Le passage du laser Bloch ferait

varier légèrement la fréquence de l'onde acoustique qui s'y propage, et la fréquence du faisceau diffracté par l'AOM serait également modifiée.

Cette hypothèse a été infirmée de deux manières : tout d'abord, si l'effet observé était dû à la température du cristal de l'AOM, alors en supposant que la température soit identique à un instant donné d'une mesure sur l'autre, le décalage en fréquence de l'impulsion de mesure devrait être identique pour les quatre spectres. Par conséquent, l'effet devrait disparaître lors de la mesure différentielle entre les quatre spectres.

De plus, nous avons effectué une mesure de h/m en diminuant l'intensité de chacun des deux faisceaux Bloch indépendamment, le faisceau descendant passant par l'AOM commun avec les Raman évoqué ci-dessus, et le faisceau montant ne passant pas par cet AOM. Nous avons modifié l'intensité de chaque faisceau de façon à garder un nombre d'atomes constant, c'est-à-dire en gardant l'efficacité $\eta \propto \sqrt{\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2}$ constante (Figure 4.47). Il en résulte que l'effet sur h/m est également présent lorsque l'on modifie seulement l'amplitude du deuxième AOM, ce qui exclut l'hypothèse de l'échauffement du premier AOM.

Une autre hypothèse a été évoquée, celle d'un effet d'indice de réfraction du nuage atomique, qui modifie la fréquence apparente du laser par rapport aux atomes. Lorsque l'efficacité des oscillations de Bloch est importante, la densité atomique croît, et donc l'indice de réfraction augmente. Cela résulte en une augmentation de la valeur de h/m [BOUCHENDIRA 2012], soit le même sens de variation que pour l'effet discuté ici. Cependant, l'ordre de grandeur de cet effet a été estimé dans [BOUCHENDIRA 2012] à quelques 10^{-10} tout au plus, ce qui ne correspond pas du tout à l'ordre de grandeur de l'effet systématique détaillé dans cette section.

4.4.3 Conclusion

Une diminution d'un facteur 2 sur l'incertitude statistique a été obtenue, notamment à l'aide d'une nouvelle technologie d'isolation contre les vibrations mécaniques. De nombreux progrès ont été effectués dans la compréhension des effets systématiques, en particulier l'établissement d'une cartographie du champ magnétique dans la cellule permet d'étudier plus en détail l'effet Zeeman.

Le développement d'une nouvelle source laser a autorisé un gain en puissance d'un facteur 4, ce qui nous a permis de réduire l'effet de la phase de Gouy dans les mêmes proportions en élargissant les faisceaux lasers. En revanche, des mesures du rapport h/m , réalisées avec différentes puissances (ce qui n'était pas possible avec le laser Ti:Sa de 3 W lors de la campagne de mesure de 2011), ont révélé un effet systématique inconnu, qui dépend du paramètre I/Δ , correspondant à l'efficacité des oscillations de Bloch.

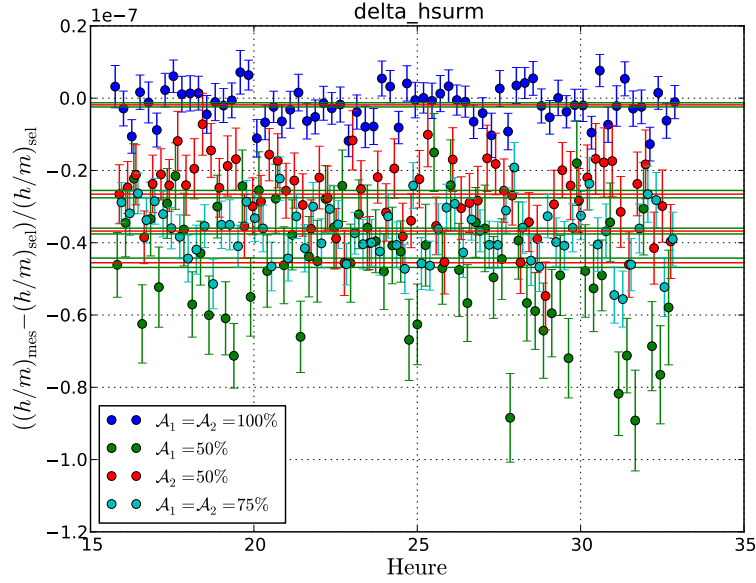


Fig. 4.47 Effet de l'intensité de chacun des faisceaux Bloch sur h/m . \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_2 représentent l'intensité du faisceau 1 (montant) et du faisceau 2 (descendant) en pourcentage de leur valeur nominale.

L'étude de ce dernier effet systématique a été interrompue par un dysfonctionnement de l'amplificateur fibré lors des derniers mois du présent travail de thèse. Nous avons été contraints de le renvoyer au constructeur, et nous avons décidé de mettre à profit le temps d'attente de son retour pour commencer l'étude de la double diffraction et des LMTBS, qui est exposée dans le chapitre suivant.

L'estimation du bilan d'incertitudes pour une éventuelle nouvelle campagne de détermination de α ne peut être menée à bien tant que la connaissance et la compréhension de ces effets systématiques n'est pas complète. Cela constituera donc le principal travail à effectuer sur l'expérience h/m dans les mois à venir.

Chapitre 5

Double diffraction et LMTBS

Les interféromètres atomiques fondés sur des impulsions lumineuses présentent un déphasage proportionnel à l'aire spatio-temporelle définie par les trajectoires des atomes dans chaque bras (voir équation (1.1.27), p.12). Cette aire est, dans les deux configurations Mach-Zehnder et Ramsey-Bordé, proportionnelle au produit de la durée de l'interféromètre et de la séparation spatiale entre les deux bras.

La sensibilité de ces interféromètres peut donc être améliorée, soit en augmentant la durée de l'interféromètre, ce qui augmente la sensibilité aux bruits de vibration et la décohérence du paquet atomique, soit en augmentant la séparation spatiale entre les deux bras. Jusqu'à présent, nous avons utilisé des impulsions Raman pour effectuer les séparatrices, ce qui permet une séparation en impulsion de $2\hbar k$.

Nous allons ici présenter la technique des LMTBS (*Large Momentum Transfer Beam Splitters*), qui consiste à accélérer chacun des bras après la séparatrice, en utilisant de la diffraction de Bragg d'ordre n ou une série de n oscillations de Bloch par exemple. Cela permet d'obtenir une séparation en impulsion de $2(n+1)\hbar k$, et donc d'améliorer la sensibilité de l'interféromètre d'un facteur $(n+1)$. Cette méthode peut s'appliquer aux deux types d'interféromètres traités dans ce manuscrit, les interféromètres de Ramsey-Bordé et de Mach-Zehnder.

Cette méthode est avantageuse pour la mesure du rapport h/m . Dans l'expérience actuelle en configuration Ramsey-Bordé sans LMTBS, l'incertitude statistique varie comme $1/N_R$ où N_R est le nombre d'oscillations de Bloch entre la sélection et la mesure. Une série de M oscillations de Bloch dans les LMTBS, associée à N oscillations de Bloch entre la sélection et la mesure, permettant une incertitude statistique sur la mesure de h/m variant comme $1/(M \times N)$. En utilisant un nombre modeste d'oscillations de Bloch pour les LMTBS ($M = 30$) et dans l'interféromètre ($N = 30$), il est donc possible d'avoir une meilleure incertitude statistique qu'avec un nombre très élevé d'oscillations ($N_R = 500$) dans la configuration actuelle.

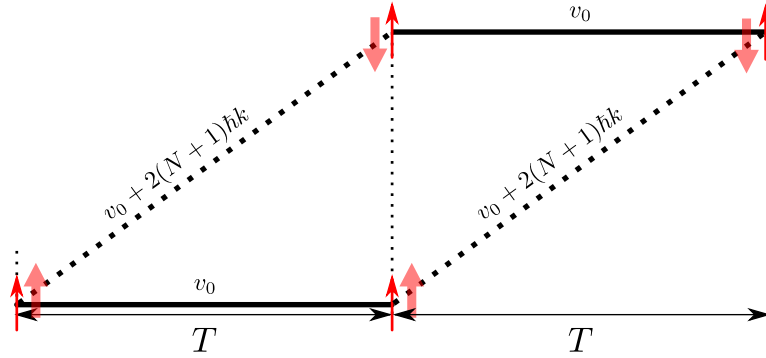


Fig. 5.1 Gravimètre de Mach-Zehnder avec LMTBS. Flèches fines : impulsions Raman. Flèches épaisses : impulsions LMT.

5.1 Principe des LMTBS

Les séparatrices à grand transfert d'impulsion ont principalement été développées dans le cadre de la gravimétrie. La Figure 5.1 schématise le principe des LMTBS pour les interféromètres de type Mach-Zehnder. L'aire couverte par les deux bras du gravimètre est augmentée de $2N\hbar k$ par rapport à l'aire du gravimètre usuel (équation (1.1.28), p.12), où N est le nombre de reculs supplémentaires transférés aux atomes par l'impulsion LMT. La sensibilité du gravimètre est donc améliorée d'un facteur $(N+1)$.

Diverses méthodes ont été étudiées pour réaliser de telles séparatrices à LMT. La méthode proposée par l'équipe de M. KASEVICH en 2000 [MCGUIRK, SNADDEN et KASEVICH 2000] utilise une impulsion Raman π dont le sens du recul a été inversé, en complément de chaque impulsion. Cette méthode permet d'atteindre une séparation en impulsion de $6\hbar k$ entre les bras : $2\hbar k$ dus à la séparation initiale, puis $\pm 2\hbar k$ pour chaque bras dus à l'impulsion complémentaire.

Cette méthode a permis le développement d'autres types de LMTBS, avec en particulier l'utilisation de transitions de Bragg à l'aide de deux lasers contra-propageants [MÜLLER et al. 2008]. L'équipe de H. MÜLLER a ainsi atteint une séparation de $24\hbar k$ avec des transitions de Bragg d'ordre 12. Les performances d'un tel interféromètre sont limitées par la puissance laser nécessaire à réaliser une transition de Bragg à grand nombre de photons. Une expérience ultérieure, réalisée dans l'équipe de M. KASEVICH en 2011 [CHIOU et al. 2011], a permis d'atteindre une séparation de $102\hbar k$ en utilisant plusieurs impulsions de Bragg en série.

Du fait de la différence de vitesse entre les deux bras au moment des impulsions LMT, un seul des deux bras est résonant avec les lasers, ce qui permet d'accélérer un bras sans accélérer l'autre.

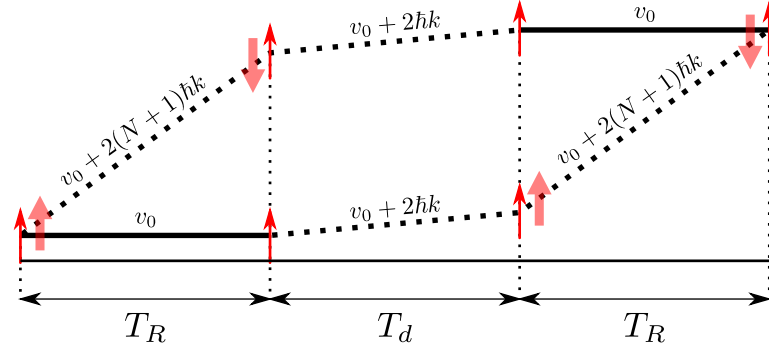


Fig. 5.2 Interféromètre de Ramsey-Bordé avec LMTBS. Flèches fines : impulsions Raman. Flèches épaisses : impulsions LMT.

Les LMTBS sont également utilisables en configuration de Ramsey-Bordé (Figure 5.2). L'utilisation d'impulsions de Bragg d'ordre 12 permet par exemple d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre de Ramsey-Bordé d'un facteur 144. En effet, le déphasage dans cet interféromètre (voir équation (1.1.32), p.12) en présence de séparatrices à n photons s'écrit en rajoutant une contribution due à ces séparatrices [MÜLLER et al. 2008]

$$\delta\phi_{\text{tot}} = 8n^2 \frac{E_r}{\hbar} T_R + 2nk_{\text{eff}} g T_E T_R + n\phi_L \quad (5.1.1)$$

où $\phi_L = \phi_I - \phi_{II} - \phi_{III} + \phi_{IV}$ est la phase due aux lasers, et $T_E = T_R + T_d$. Cette contribution est quadratique avec le nombre n de reculs transmis par les séparatrices.

Une méthode de séparatrices LMT à l'aide d'oscillations de Bloch a été démontrée dans notre équipe en 2009 [CLADÉ et al. 2009]. Lors du chargement des atomes dans le réseau optique, les deux bras sont respectivement dans des états d'impulsion $|p\rangle$ et $|p + 2\hbar k\rangle$, par conséquent ils seront chargés dans des bandes d'énergie différentes du réseau. Les atomes résonants seront chargés dans la bande $n = 0$, les autres dans une bande supérieure $n = 2$ (Figure 5.3).

Lors du passage d'une zone de Brillouin à la suivante, les atomes ont une probabilité de changer de bande, c'est-à-dire d'effectuer un passage non adiabatique (équation (1.2.15), p.22), d'autant plus faible que le « gap » entre les bandes est important. Or, la taille du gap décroît avec l'indice de bande n . La profondeur du réseau U_0 est alors ajustée de façon à optimiser la probabilité de passage adiabatique des atomes dans la bande d'indice $n = 0$, tout en minimisant la probabilité de passage adiabatique pour les atomes dans les bandes supérieures.

Les atomes dans la bande $n = 0$ (cas (A) sur la Figure 5.3) peuvent donc effectuer des oscillations de Bloch dans le réseau, en d'autres termes leur vitesse dans le réf-

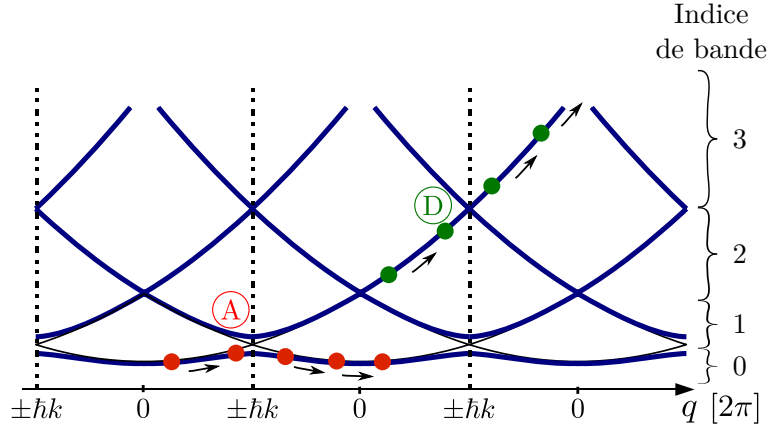


Fig. 5.3 Structure de bandes du réseau optique. q est la quasi-impulsion des particules dans le réseau. Afin de réaliser les LMTBS, il faut que la transition en (A) soit adiabatique et que celle en (D) soit non adiabatique.

rentiel du réseau oscille autour d'une moyenne nulle. Ces atomes ne sont pas accélérés dans le référentiel du réseau, ils sont donc accélérés dans le référentiel du laboratoire.

Les atomes dans une bande d'énergie supérieure, par exemple ceux de la bande $n = 2$ (cas (D) sur la Figure 5.3), auront à l'inverse une forte probabilité de changer de bande et de ne pas effectuer de passage adiabatique. Ils suivent la trajectoire des particules libres dans le référentiel du réseau, en d'autres termes ils ne sont pas accélérés dans le référentiel du laboratoire.

L'efficacité des LMT est alors définie comme le produit de la probabilité η_{00} de passage adiabatique des atomes dans la première bande, et de la probabilité $\eta_{23} = 1 - \eta_{22}$ de changement de bande des atomes vers la bande $n = 2$. Ces probabilités sont représentées sur la Figure 5.4. La valeur de la profondeur du réseau U_0 qui optimise le produit $\eta_{00}\eta_{23}$ se situe aux alentours de $8E_r$.

Cette méthode de LMTBS a permis d'obtenir une séparation en impulsion de $10\hbar k$. L'inconvénient principal de cette méthode est due aux fluctuations d'intensité des faisceaux de Bloch, qui induisent une décohérence du paquet atomique. Il faut donc chercher une configuration permettant de diminuer ou supprimer l'effet de ces fluctuations d'intensité.

La première méthode, utilisée dans [CLADÉ et al. 2009], consiste à accélérer l'un des bras avec une impulsion LMT, puis consécutivement accélérer l'autre bras dans le sens opposé¹ avec une deuxième impulsion LMT. Les deux accélérations n'étant pas simultanées, cette méthode ne supprime qu'une partie des effets systématiques.

1. Le réseau optique est résonant avec les atomes non accélérés par la première impulsion LMT, et le sens de la rampe de fréquence est inversé.

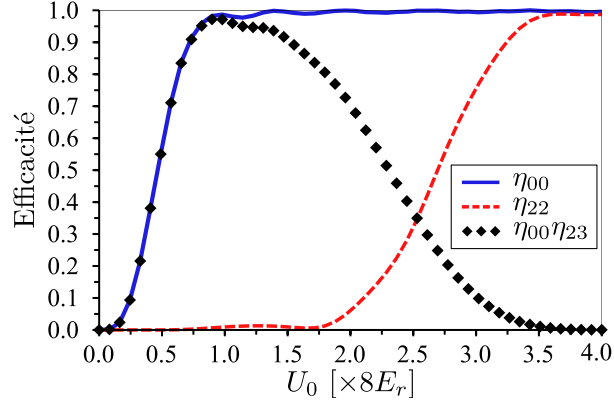


Fig. 5.4 Efficacité des LMTBS à base d'oscillations de Bloch en fonction de la profondeur du réseau. Afin de réaliser les LMTBS, il faut maximiser η_{00} (trait plein) et minimiser η_{22} (pointillés), soit maximiser le produit $\eta_{00}\eta_{23}$ (diamants). $E_r = \hbar^2 k^2 / (2m)$ est l'énergie de recul, où k est le vecteur d'onde des lasers Raman. Adapté de [CLADÉ et al. 2009].

La solution en cours d'investigation est celle de la double diffraction, qui permet de rendre l'interféromètre complètement symétrique en couplant deux états d'impulsions opposées avec la première impulsion Raman. Ainsi, les atomes des deux bras sont dans le même état interne lors de l'impulsion LMT.

5.2 Double diffraction

5.2.1 Principe

La technique de double diffraction a été mise au point au SYRTE en 2009 [MALLOSI et al. 2010]. Elle consiste à remplacer les impulsions Raman usuelles par deux impulsions Raman simultanées, de vecteurs effectifs \mathbf{k} opposés. Ainsi, l'état de départ $|g, \mathbf{p}\rangle$ est couplé avec les états $|e, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} - 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ (Figure 5.5(a)).

Le principal intérêt de cette méthode de double diffraction est de rendre l'interféromètre parfaitement symétrique, en cela que les deux bras sont toujours dans le même état interne – seule leur impulsion diffère. Par conséquent, les effets systématiques liés aux déplacements lumineux ou aux déplacements Zeeman intervenant après la séparatrice initiale sont fortement réduits. De plus, la sensibilité de l'interféromètre est doublée, puisque l'aire enlacée par les deux bras est doublée.

Le déphasage en configuration Mach-Zehnder a déjà été calculé dans ce manuscrit (équation (1.1.32), p.12). Dans le cas de la double diffraction, la contribution de g au déphasage est doublée par rapport à la configuration usuelle, et le déphasage total

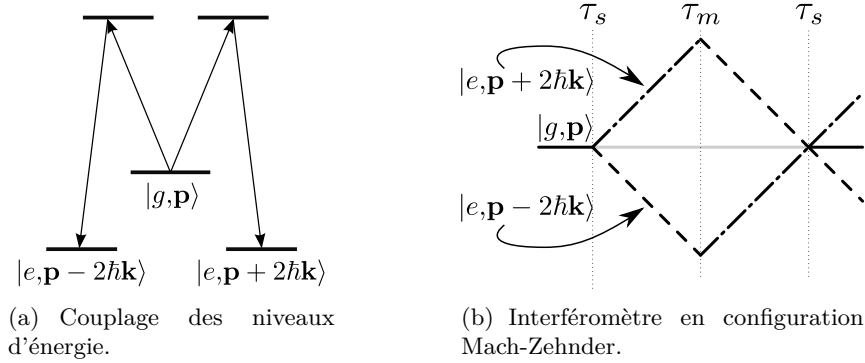


Fig. 5.5 Principe de la double diffraction pour la gravimétrie. Deux impulsions Raman simultanées et de vecteurs d'ondes opposés permettent de coupler l'état de départ $|g, p\rangle$ à deux états d'impulsions opposées $|e, p \pm 2\hbar k\rangle$ (a), afin d'obtenir un interféromètre parfaitement symétrique (b).

s'écrit alors :

$$\delta\phi_{\text{tot}} = 4kgT^2 + \phi_L \quad (5.2.1)$$

où $\phi_L = \phi_I - 2\phi_{II} + \phi_{III}$ représente la phase des lasers.

La Figure 5.5(b) représente les trajectoires atomiques dans le gravimètre en configuration de Mach-Zehnder. Les impulsions usuelles $\pi/2$ et π ont été remplacées par des impulsions de double diffraction, de durées respectives τ_s (séparatrice) et τ_m (miroir).

Dans le cas de la double diffraction, on n'est plus en présence d'un système à deux niveaux ; il n'est donc plus convenable de parler d'impulsions $\pi/2$ ou π . L'impulsion jouant le rôle de la séparatrice atomique est celle qui occasionne un transfert maximal entre l'état $|g\rangle$ et l'état $|e\rangle$, sa durée est alors [MALOSSI et al. 2010]

$$\tau_s = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\pi}{\Omega_{\text{eff}}} \quad (5.2.2)$$

où l'on remarque que la durée de l'impulsion est plus courte, d'un facteur $\sqrt{2}$, que pour les impulsions Raman π usuelles. Ce facteur peut être compris comme la conséquence d'un couplage de $|g\rangle$ à deux états excités simultanément, ce qui « dépeuple » plus rapidement l'état $|g\rangle$.

L'impulsion jouant le rôle du miroir est celle qui échange les états $|e, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} - 2\hbar\mathbf{k}\rangle$. Sa durée est

$$\tau_m = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\pi}{\Omega_{\text{eff}}} \quad (5.2.3)$$

correspondant à un passage de $|e, \mathbf{p} \pm 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ vers $|g, \mathbf{p}\rangle$ suivi d'un passage de $|g, \mathbf{p}\rangle$ à $|e, \mathbf{p} \mp 2\hbar\mathbf{k}\rangle$.

5.2.2 Application aux LMTBS

La méthode de double diffraction permet de réaliser des LMTBS symétriques, dans l'objectif de s'affranchir de certains effets systématiques. La double diffraction permet notamment de s'affranchir des fluctuations d'intensité des faisceaux Bloch, qui représentent l'une des limitations majeures des LMTBS.

Les impulsions LMT doivent être adaptées à la double diffraction en utilisant deux réseaux optiques simultanés, résonants avec les états $|e, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} - 2\hbar\mathbf{k}\rangle$, respectivement. En effet, la séparation en impulsion entre les deux bras ($4\hbar k$) est suffisante pour que chaque bras n'interagisse qu'avec un seul réseau.

Ce type de séparatrices permet d'atteindre une grande sensibilité de l'interféromètre, et se montre très avantageux dans certaines expériences telles que le projet AGIS-LEO [HOGAN et al. 2011] où une grande sensibilité est nécessaire à la détection d'ondes gravitationnelles. Une séparation de $200\hbar k$ est indispensable pour atteindre la sensibilité escomptée. La méthode prévue pour atteindre cet objectif est celle des transitions de Bragg.

5.3 Mise en œuvre expérimentale

Dans cette section nous décrirons les différentes étapes de la mise en œuvre expérimentale du procédé de double diffraction, puis des LMTBS.

5.3.1 Double diffraction

Afin de réaliser le schéma de double diffraction, plusieurs modifications ont été nécessaires, au niveau de l'optique ainsi que de l'électronique, et au niveau du programme d'acquisition des données.

Schéma du dispositif optique

Les faisceaux Raman doivent permettre de coupler l'état $|F = 2, \mathbf{p}\rangle$ à chacun des états $|F = 1, \mathbf{p} - 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ et $|F = 1, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}\rangle$. Cela est en principe réalisable à l'aide de trois fréquences différentes (Figure 5.6). En effet, pour obtenir deux transitions Raman de sens opposé, il suffit de rétro-réfléchir deux des faisceaux (voir encadré sur la Figure 5.6). Les transitions possibles ont alors pour vecteurs d'onde respectifs

$$\begin{aligned}\vec{k}_{\text{eff},+} &= (\vec{k}_1 + \vec{k}_2')/2 = (k_2 - k_1)\vec{e}_z \\ \vec{k}_{\text{eff},-} &= (\vec{k}_1' + \vec{k}_3)/2 = (k_1 - k_3)\vec{e}_z\end{aligned}$$

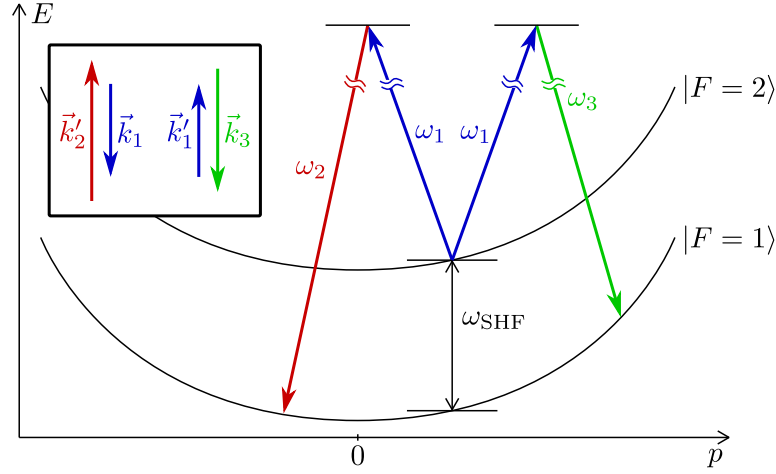


Fig. 5.6 Illustration des fréquences lasers utilisées pour les deux transitions Raman de vecteurs d'ondes opposés. Les paraboles énergie-impulsion d'une particule libre dans les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ sont représentées pour guider l'œil du lecteur. Encadré : configuration des faisceaux Raman.

Nous utilisons trois lasers différents pour réaliser la double diffraction. Le laser à ω_1 , commun aux deux transitions, est issu d'un système commercial d'amplification et de doublage de fréquence (marque Quantel, modèle *EYLSA*) injecté par un laser fibré commercial à 1560 nm (NKT Photonics). Nous obtenons jusqu'à 1 W de puissance à 780 nm. Nous utilisons les deux diodes lasers Raman existantes pour générer les deux autres faisceaux à ω_2 et ω_3 .

Le dispositif optique utilisé pour mettre en œuvre la double diffraction est représenté sur la Figure 5.7. Le laser *EYLSA* passe à travers la cellule de rubidium de filtrage de l'ESA (partie 4.3.1), non représentée pour des raisons de lisibilité, avant d'atteindre le reste du dispositif. Le profil spectral du laser est ainsi filtré de la composante résonnante de l'ESA.

Nous avons également dû retirer le cube polariseur se situant en contrebas de la cellule ultra-vide (voir Figure 2.9(a), p.35), afin d'obtenir les polarisations désirées, récapitulées sur la Figure 5.8. Les transitions Raman que nous utilisons nécessitent des polarisations linéaires et croisées (orthogonales entre elles).

Remarquons que les polarisations utilisées pour la double diffraction par le SYRTE sont circulaires [MALOSSİ et al. 2010]. Dans notre cas, cela aurait maximisé l'efficacité de transition, mais aurait nécessité d'autres changements dans notre dispositif.

Notre schéma est différent de celui du SYRTE car nous utilisons trois lasers, mais il serait possible de réduire le nombre de lasers à deux. Dans leur cas [MALOSSİ et al. 2010], l'un des faisceaux est issu d'une diode laser modulée en courant pour obtenir deux fréquences différentes sur le même faisceau.

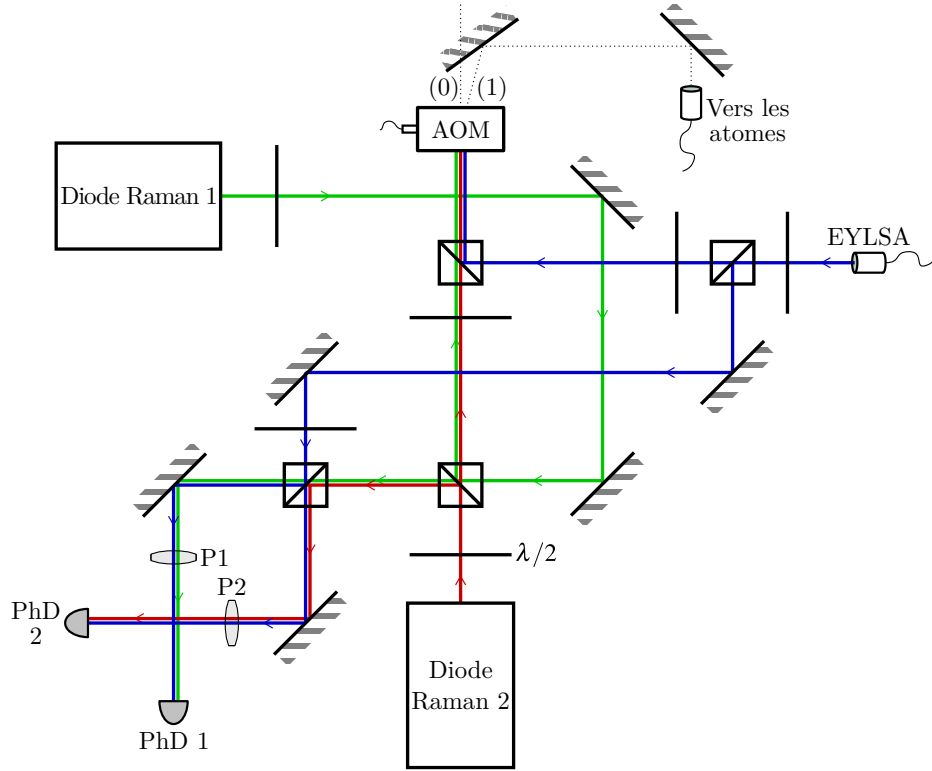


Fig. 5.7 Schéma du montage optique pour la double diffraction. Deux photodiodes sont nécessaires pour effectuer les battements optiques pour chaque asservissement en phase. Des polariseurs (P1 et P2) permettent de réduire les battements optiques parasites dus à la présence de trois faisceaux lasers.

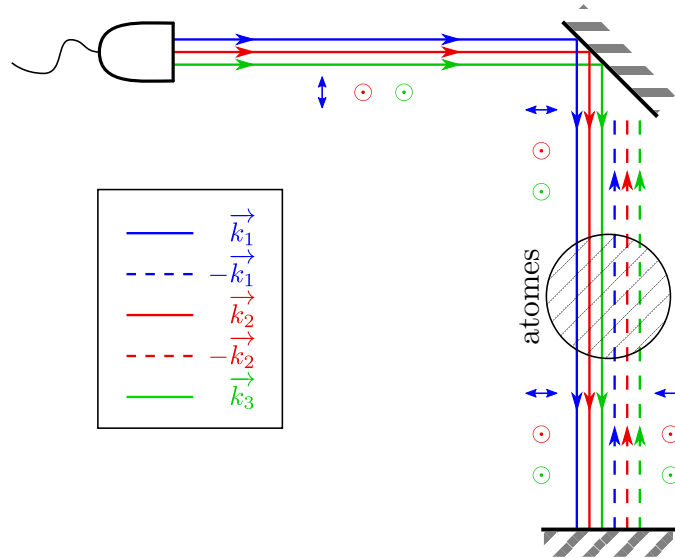


Fig. 5.8 Configuration des faisceaux à l'intérieur de la cellule ultra-vide. Le faisceau k_1 présente une polarisation linéaire et orthogonale aux deux autres faisceaux k_2 et k_3 .

Le fonctionnement de la double diffraction repose sur un contrôle rigoureux des fréquences de trois lasers simultanément. Pour cela, nous utilisons deux photodiodes rapides permettant d’observer le battement entre le laser EYLSA et chacun des lasers issus des diodes Raman. Les polariseurs P1 et P2 sont utilisés pour optimiser l’intensité du battement optique. Ce battement permet ensuite d’asservir en phase chacune des diodes Raman par rapport au laser EYLSA.

Asservissement en phase des différents lasers

Le laser EYLSA est asservi en fréquence sur la cavité Fabry-Perot ultra-stable décrite dans le chapitre 2. Les boucles d’asservissement en phase de chaque diode laser Raman sont schématisées sur la Figure 5.9.

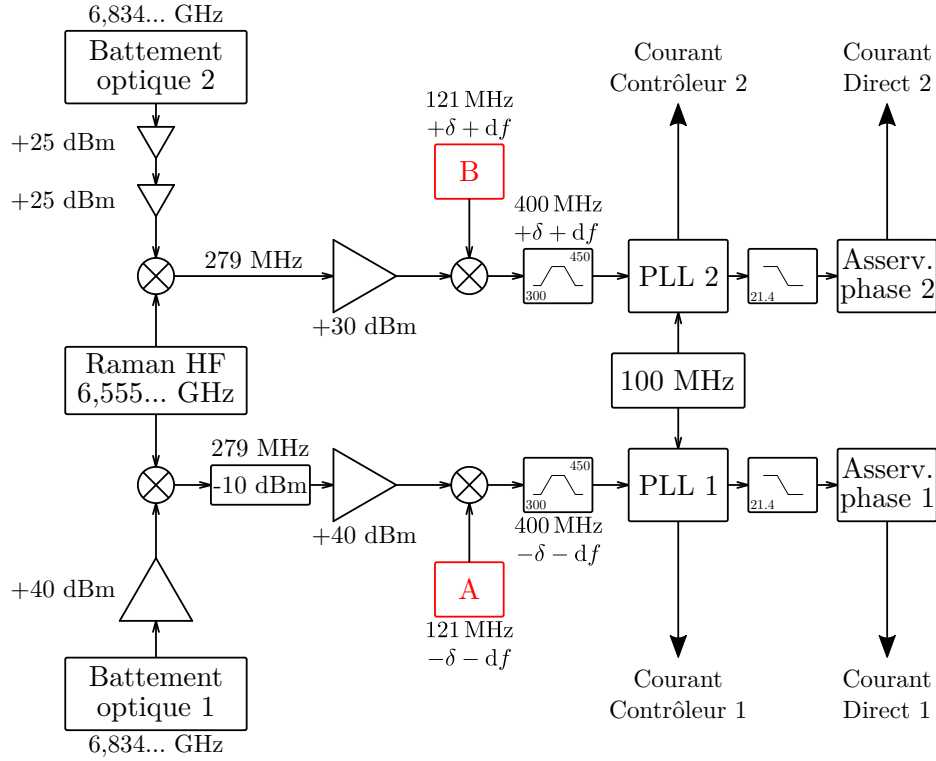
Nous utilisons un générateur de signal, fondé sur une carte Red Pitaya, pour mettre en œuvre le schéma de double diffraction. Cette dernière contient un FPGA ainsi que deux convertisseurs numériques–analogiques rapides à 125 Méc/s. Un synthétiseur numérique direct (DDS, *Direct Digital Synthesizer*) a été programmé dans l’équipe, et intégré à chacune des deux voies du Red Pitaya.

Les paramètres du DDS sont issus d’une séquence qui permet de réaliser des sauts de fréquence, des rampes de fréquence ou encore des sauts de phase, selon un schéma temporel précis. Ce DDS se distingue donc des DDS commerciaux usuels, pour lesquels seul un saut ou une rampe de fréquence ou de phase est généralement autorisé. Pour notre application de double diffraction, cela nécessiterait l’utilisation de plusieurs synthétiseurs de fréquence (Figure 5.10). Il en va de même pour l’expérience h/m .

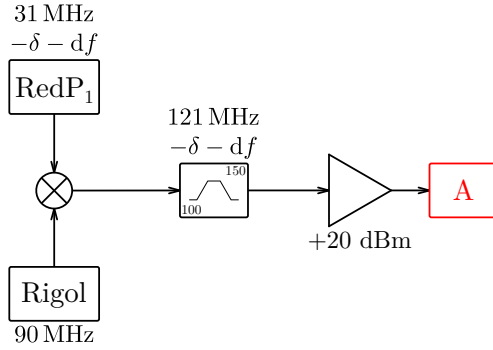
Le FPGA est piloté par une horloge à 125 MHz, issue d’un synthétiseur de fréquence verrouillé sur notre référence de fréquence à 10 MHz. Bien qu’elle présente un taux d’échantillonnage plus faible que certaines puces DDS typiques pilotables à l’aide d’un FPGA [MERLET et al. 2014], la carte Red Pitaya offre l’avantage d’être entièrement intégrée, peu coûteuse (~ 300 €) et plus flexible (il est par exemple possible de moduler l’intensité du signal RF). De plus, l’interfaçage avec l’expérience est grandement facilité par la présence d’un micro-processeur fonctionnant sous Linux.

La profondeur des données du DDS est de 48 bits, ce qui permet une résolution en fréquence meilleure que 1 μ Hz. Les rampes de fréquence sont contrôlées via un incrément codé sur 32 bits. Les rampes de fréquence réalisables à l’aide de la carte Red Pitaya vont ainsi d’environ 1 mHz/s à 200 GHz/s. La phase du signal est, quant à elle, codée sur 14 bits.

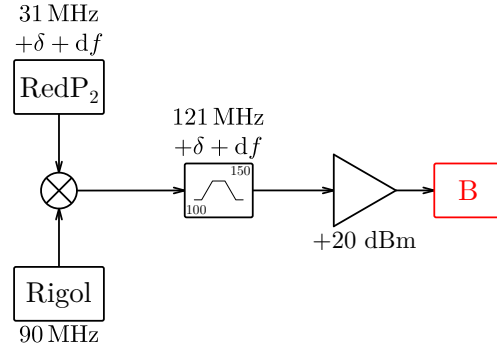
Chaque instruction envoyée à la carte Red Pitaya est constituée de cinq informations principales : la fréquence, l’incrément (pour les rampes), le taux d’incrément, la phase ainsi que la durée de l’instruction. Les instructions sont exécutées de façon



(a) Chaîne de fréquences principale.



(b) Signal (A).



(c) Signal (B).

Fig. 5.9 Chaîne de fréquences complète permettant d'asservir en phase chaque diode Raman sur le laser EYLSA. Par souci de simplicité, le schéma a été scindé en trois parties. Les deux sorties d'une carte Red Pitaya (RedP₁ et RedP₂) sont utilisées afin de contrôler indépendamment la fréquence de chaque diode Raman avec une grande flexibilité.

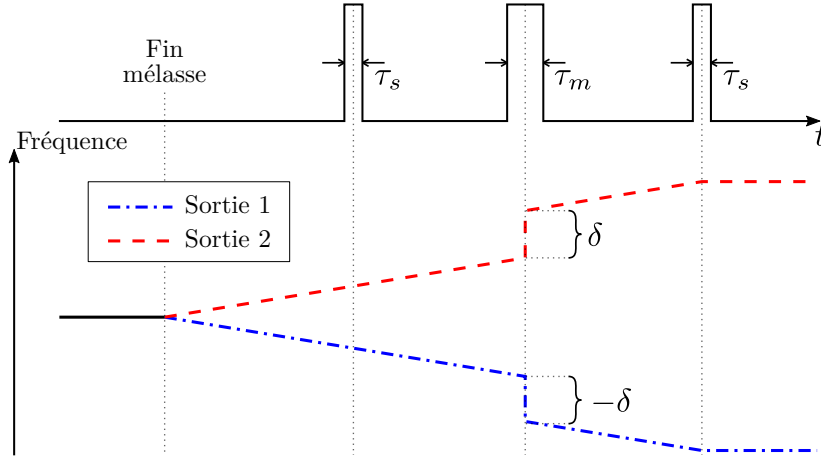


Fig. 5.10 Fréquence du signal à chaque sortie du Red Pitaya, en fonction du temps, en configuration de Mach-Zehnder adaptée à la double diffraction. La flexibilité du Red Pitaya permet un excellent contrôle sur les différents sauts de fréquence, rampes de fréquence et sauts de phase pendant la séquence temporelle.

séquentielle pour chaque voie du Red Pitaya. Le nombre maximal d'instructions par voie est de 256, ce qui est largement suffisant pour notre application.

Le principal intérêt de ce système pour notre expérience est la flexibilité sur la fréquence et la phase, permettant des sauts et des rampes. En effet, nous devons effectuer un saut de fréquence au milieu de l'impulsion miroir du Mach-Zehnder, or les générateurs de fréquence précédemment utilisés (SRS DS345 puis Rigol DG5000) ne permettaient pas d'effectuer un tel saut de fréquence pendant une impulsion Raman.

La séquence temporelle des Raman est chargée dans la mémoire du Red Pitaya au début de chaque cycle de la mesure. Les deux sorties du Red Pitaya génèrent un signal à 31 MHz à l'instant initial (la fin de la mélasse). La fréquence de chaque sortie est ensuite balayée à l'aide d'une rampe anti- g , chacune en sens opposé ($\pm df$). Un saut de fréquence de $\pm \delta$ est appliqué aux deux sorties en sens opposés, au milieu de l'impulsion miroir τ_m . La Figure 5.10 représente la variation de la fréquence des deux sorties du Red Pitaya en fonction du temps.

Chaque sortie du Red Pitaya est mélangée avec un signal à fréquence fixe généré par le Rigol, à 90 MHz, ce qui permet d'obtenir le signal (A) à $121 \text{ MHz} - \delta - df$, et le signal (B) à $121 \text{ MHz} + \delta + df$. Ces signaux sont ensuite injectés respectivement dans la PLL des diodes Raman 1 et 2.

Parallèlement, le battement optique de chaque diode avec le laser EYLSA est mélangé à un signal généré par un synthétiseur de fréquence, à 6,555 ... GHz. Le signal résultant à 279, ... MHz est à son tour mélangé avec les signaux (A) et (B). Le signal

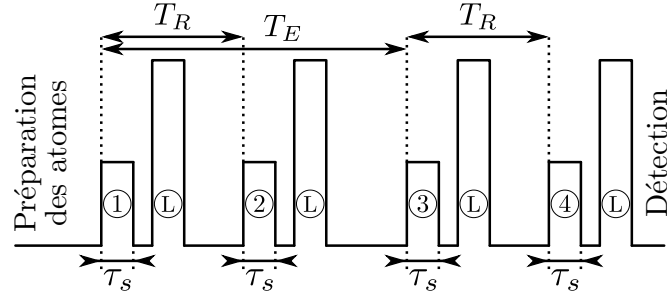


Fig. 5.11 Séquence temporelle de LMT. Les impulsions (L) correspondent au transfert d'un grand nombre d'impulsions par oscillations de Bloch.

de sortie à $400 \text{ MHz} \pm \delta \pm df$ est utilisé pour rétroagir sur le courant de chaque diode Raman.

5.3.2 Séparatrices à LMT

La séquence temporelle des impulsions LMT est schématisée sur la Figure 5.11. Le faisceau issu du laser EYLSA est d'abord utilisé comme fréquence fixe à ω_1 pour la double diffraction. Ce faisceau est ensuite réutilisé pour réaliser le réseau optique nécessaire aux oscillations de Bloch des séparatrices à LMT. Son intensité est augmentée pour obtenir une profondeur de réseau suffisante.

Le schéma optique présenté dans la section précédente permet d'utiliser les faisceaux contra-propageants \vec{k}_1 et $-\vec{k}_1$ issus de EYLSA pour réaliser un réseau optique, car ils sont en polarisations linéaires et parallèles. Pour que les atomes ne voient pas les faisceaux issus des diodes lasers Raman, nous prévoyons de désaccorder très fortement ($\gtrsim 1 \text{ MHz}$) les diodes pendant les séquences d'oscillations de Bloch des LMTBS. Les deux réseaux seront en outre obtenus en modulant la fréquence de pilotage de l'AOM commun aux faisceaux Raman et Bloch.

La seule modification notable est donc le changement du mode de contrôle de cet AOM (Figure 5.12). Auparavant, nous utilisions un synthétiseur de fréquence fixe à 79 MHz , couplé à un interrupteur contrôlé par TTL, pour piloter l'AOM. Nous nous servons maintenant de la carte NI PCI-5412 de l'ordinateur pour générer un signal arbitraire à une fréquence proche de 80 MHz . L'utilisation de la carte NI permet de moduler le signal de l'AOM afin d'obtenir trois faisceaux diffractés, de fréquences $\nu_B - \nu_m$, ν_B et $\nu_B + \nu_m$ où ν_m est la fréquence de modulation. Cela permet de générer les trois faisceaux nécessaires à la réalisation de deux réseaux optiques indépendants.

Un synthétiseur de fréquence génère un signal à 70 MHz , mélangé au signal à $\sim 10 \text{ MHz}$ de la carte NI. Un filtre passe-bande très sélectif (marque K&L) laisse passer

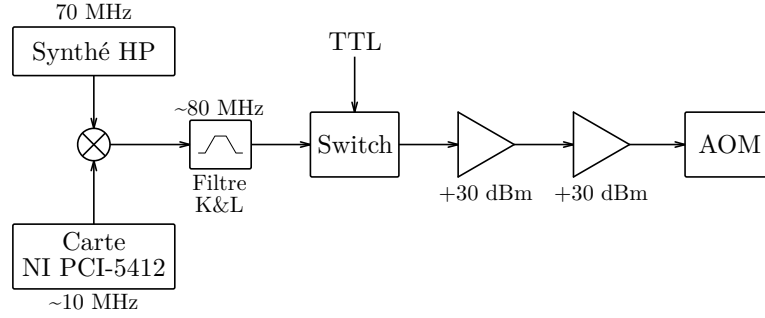


Fig. 5.12 Chaîne de pilotage de l'AOM commun aux diodes Raman et au laser EYLSA, permettant de générer deux réseaux optiques simultanés et indépendants pour les séparatrices à LMT.

les fréquences proches de 80 MHz. Une commande TTL permet de contrôler le pilotage de l'AOM.

5.4 Résultats préliminaires

Quelques résultats préliminaires de double diffraction ont été obtenus dans les derniers mois du présent travail de thèse. Cependant, nous avons subi un problème de vide dans la cellule ultra-vide, dont un ou plusieurs hublots ont fui. Cela n'a pas permis d'approfondir l'investigation de la double diffraction, et nous n'avons pas encore pu observer les séparatrices à LMT.

5.4.1 Double diffraction avec des impulsions Raman

Nous avons d'abord observé des franges de double diffraction en configuration de type Mach-Zehnder (gravimètre), ce qui nous a permis de maîtriser le protocole expérimental. Cela nous a permis d'observer des franges de double diffraction également en configuration de Ramsey-Bordé, dans le but d'adapter cette méthode à la mesure de h/m .

Configuration Mach-Zehnder

Nous utilisons une pré-sélection en vitesse avant l'interféromètre, afin d'optimiser le contraste des franges (voir partie 2.7.2). Cette pré-sélection permet ainsi de gagner environ 50% de contraste.

La séquence utilisée pour le Mach-Zehnder est décrite sur la Figure 5.13. Les impulsions (1) et (3) sont les séparatrices, de durée $\tau_s = 800 \mu\text{s}$. L'impulsion (2) est le miroir, de durée $\tau_m = 1,2 \text{ ms}$.

Les trajectoires des atomes pendant l'interféromètre sont schématisées sur la Figure 5.13. L'état de départ est $|F = 2\rangle$. Les croix rouges représentent les faisceaux pousseurs, les trajectoires en traits fins correspondent aux trajectoires des atomes « poussés ». La présence de ces pousseurs est indispensable, afin de rejeter les autres interféromètres possibles avec cette séquence d'impulsions, qui risquent de détruire le contraste des franges d'interférences.

Jusqu'à présent dans ce manuscrit, nous avons uniquement décrit la méthode d'observation des franges d'un interféromètre en configuration Ramsey-Bordé, qui s'effectue en changeant le désaccord Raman entre la sélection et la mesure. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons décrire trois méthodes différentes pour observer les franges de l'interféromètre en configuration Mach-Zehnder.

La première méthode consiste à modifier la pente de la rampe anti- g entre chaque mesure. La rampe de anti- g est calculée à partir d'une valeur g_0 de l'accélération de la pesanteur que nous avons mesurée au préalable par une autre méthode. En faisant varier la valeur de g prise en compte dans le calcul de la rampe, autour de g_0 , nous retrouvons les franges de l'interféromètre (Figure 5.14). Ces franges sont obtenues pour une valeur de $T = 20$ ms.

L'interfrange δg du gravimètre dans cette configuration s'exprime comme (équation (5.2.1)) :

$$4k\delta g T^2 = 2\pi \quad (5.4.1)$$

soit

$$\delta g \simeq 0,49 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2} \quad (5.4.2)$$

ce que nous retrouvons sur les franges présentées en Figure 5.14. Nous observons donc une signature expérimentale de la double diffraction avec cet interfrange réduit de moitié par rapport à la simple diffraction. Le fait que les franges ne soient pas centrées sur zéro indique que notre valeur initiale de g_0 est erronée, car elle est sur-estimée d'environ $2 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$, soit $10^{-5}g$.

Le protocole discuté ici permet de déterminer g avec une incertitude de l'ordre de $1,24 \times 10^{-7}g$ en 48 s, soit une sensibilité court terme de $8,6 \times 10^{-7}g/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette sensibilité est similaire à celle de notre gravimètre compact [ANDIA et al. 2013], où nous avons obtenu une sensibilité court terme de $7,4 \times 10^{-7}g/\sqrt{\text{Hz}}$.

La deuxième méthode consiste à effectuer un saut de fréquence au milieu de l'interféromètre, pendant l'impulsion miroir du Mach-Zehnder. La Figure 5.15 représente les franges obtenues en effectuant le saut de fréquence de $+\delta$ sur l'une des diodes Raman,

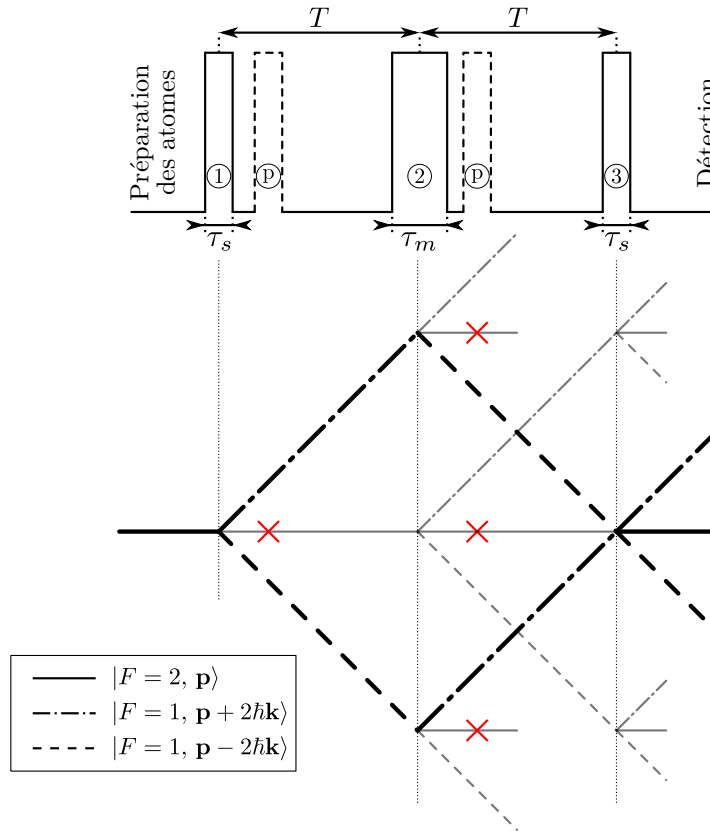


Fig. 5.13 Séquence temporelle et trajectoires atomiques dans le gravimètre avec la double diffraction (configuration type Mach-Zehnder). La préparation des atomes inclut une pré-sélection en vitesse. La présence des faisceaux pousseurs est particulièrement importante dans cette configuration, afin d'éviter que d'autres interféromètres « parasites » se forment et ne puissent réduire le contraste des franges d'interférences.

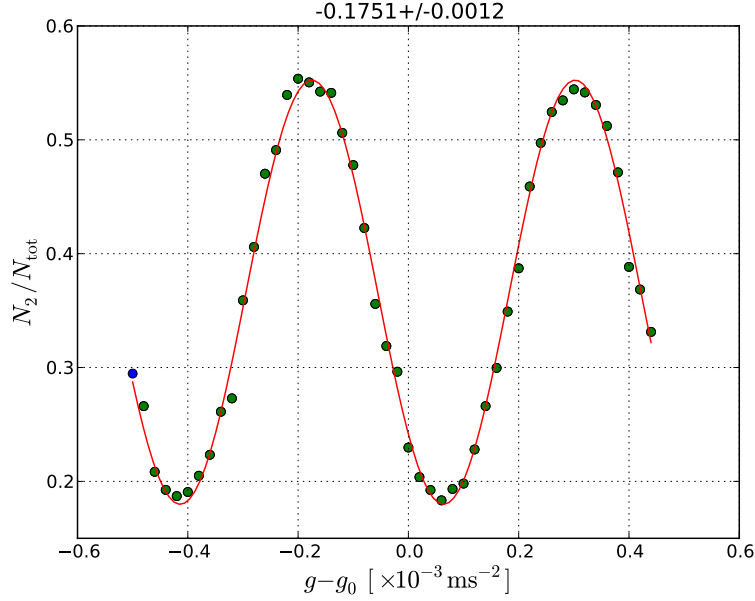


Fig. 5.14 Franges atomiques à la sortie d'un interféromètre de type Mach-Zehnder utilisant des séparatrices à double diffraction. Ces franges sont obtenues en faisant varier la pente de la rampe anti- g . L'incertitude sur la position de la frange centrale est de l'ordre de $1,24 \times 10^{-7}g$ en 48 s, soit une sensibilité court terme de $8,6 \times 10^{-7}g/\sqrt{\text{Hz}}$, similaire à celle de notre gravimètre compact ($7,4 \times 10^{-7}g/\sqrt{\text{Hz}}$).

et de la fréquence opposée $-\delta$ sur l'autre diode. Le temps entre les impulsions vaut $T = 10$ ms. La phase des lasers peut se réécrire en tenant compte des sauts de fréquence sur chaque bras de l'interféromètre :

$$\phi_L = \underbrace{(\phi_I - \phi_{II} + T \times \delta)}_{\text{Bras1}} - \underbrace{(\phi_{II} - \phi_{III} - T \times \delta)}_{\text{Bras2}} \quad (5.4.3)$$

$$= \phi_I - 2\phi_{II} + \phi_{III} + 2T \times \delta \quad (5.4.4)$$

L'interfrange ν_i d'un tel interféromètre lorsque l'on balaye δ peut donc s'exprimer comme :

$$2\nu_i T = 1 \Rightarrow \nu_i = \frac{1}{2T} = 50 \text{ Hz} \quad (5.4.5)$$

correspondant une fois de plus à ce que nous observons sur la figure.

Enfin, la dernière méthode utilisée consiste à effectuer un saut de phase $\delta\phi$ sur le signal généré par le Red Pitaya, au milieu de l'impulsion miroir. La frange centrale de l'interféromètre est représentée sur la Figure 5.16. Le saut de phase est effectué uniquement sur l'une des deux diodes Raman.

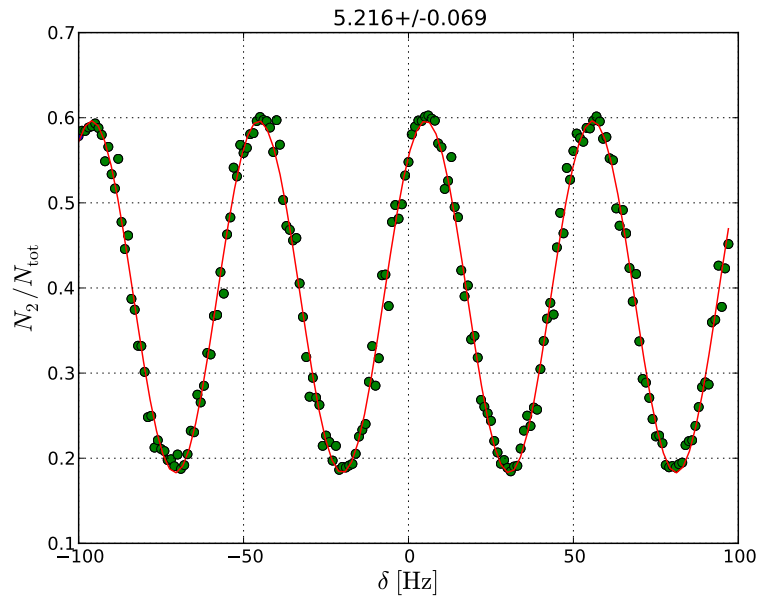


Fig. 5.15 Franges de double diffraction en configuration Mach-Zehnder, obtenues à l'aide d'un saut de fréquence δ sur chaque diode dans des sens opposés.

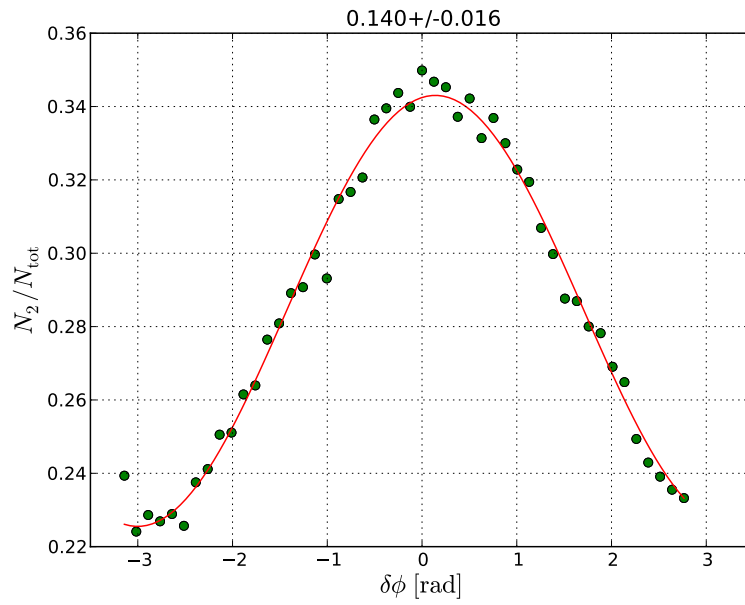


Fig. 5.16 Frange centrale de l'interféromètre observée en balayant l'amplitude du saut de phase pendant l'impulsion miroir.

Finalement, la première méthode, qui consiste à faire varier la pente de la rampe anti- g , est la méthode la plus exacte pour mesurer g parmi les trois méthodes discutées plus haut. En effet, pour les méthodes nécessitant un saut de fréquence ou de phase, le déphasage dépend de l'instant exact où l'on effectue un tel saut, qui est moins bien contrôlé que la rampe anti- g .

Configuration Ramsey-Bordé

L'objectif principal de l'utilisation de la double diffraction dans notre expérience est d'ouvrir la voie aux séparatrices LMT, pour améliorer notre mesure de h/m . Par conséquent nous avons également cherché à obtenir la double diffraction dans un interféromètre en configuration Ramsey-Bordé.

Pour ce faire, nous utilisons la séquence temporelle d'impulsions de double diffraction représentée sur la Figure 5.17. Les impulsions (1) à (4) sont des séparatrices, de durée $\tau_s = 800 \mu\text{s}$.

Comme précédemment, il est possible de retrouver les franges de l'interféromètre en faisant varier la valeur g_0 utilisée par le programme pour calculer la rampe de fréquence anti- g . Pour la configuration de Ramsey-Bordé avec la double diffraction, le déphasage total s'écrit

$$\delta\phi = 4kgT_R T_E \quad (5.4.6)$$

où $\delta = \delta_{\text{mes}} - \delta_{\text{sel}}$.

Cette expression permet de trouver l'interfrange δg lorsque l'on fait varier la pente de la rampe anti- g . Avec les paramètres utilisés, $T_R = 20 \text{ ms}$ et $T_E = 30 \text{ ms}$, on trouve

$$\delta g = \frac{1}{4kT_R T_E} \simeq 0,33 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2} \quad (5.4.7)$$

ce que l'on retrouve sur les franges de la Figure 5.18.

De même, la Figure 5.19 montre les franges obtenues en faisant varier la fréquence de la mesure par rapport à celle de la sélection. Le saut de fréquence intervient à un moment où les faisceaux Raman sont éteints, entre la sélection et la mesure. Dans le cas d'un saut de fréquence, l'interfrange $\delta\nu$ s'écrit

$$\delta\nu = \frac{1}{2T_R} = 25 \text{ Hz} \quad (5.4.8)$$

avec $T_R = 20 \text{ ms}$.

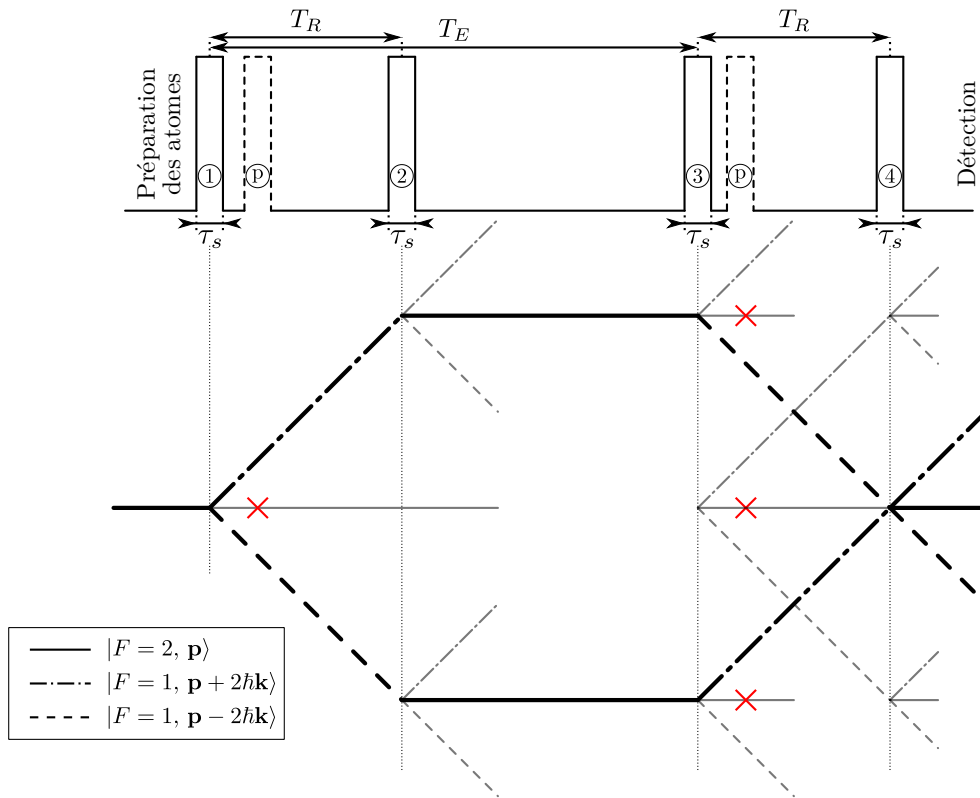


Fig. 5.17 Séquence temporelle et trajectoires des atomes dans l'interféromètre de type Ramsey-Bordé avec la double diffraction. On remarque une fois de plus l'importance des faisceaux pousseurs pour s'affranchir des trajectoires parasites qui peuvent réduire le contraste des franges.

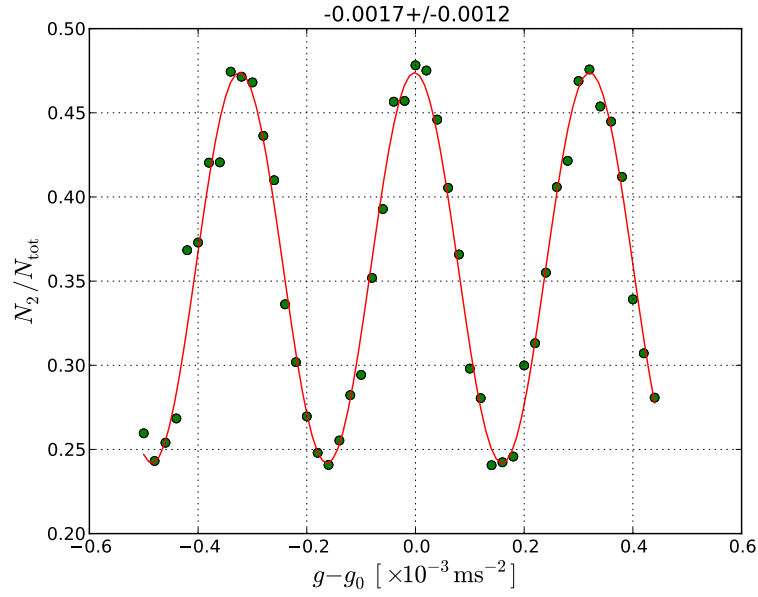


Fig. 5.18 Franges de double diffraction en configuration type Ramsey-Bordé, obtenues en faisant varier la pente de la rampe anti- g . L'incertitude sur la position de la frange centrale est similaire à celle obtenue en configuration type Mach-Zehnder (Figure 5.14, p. 163).

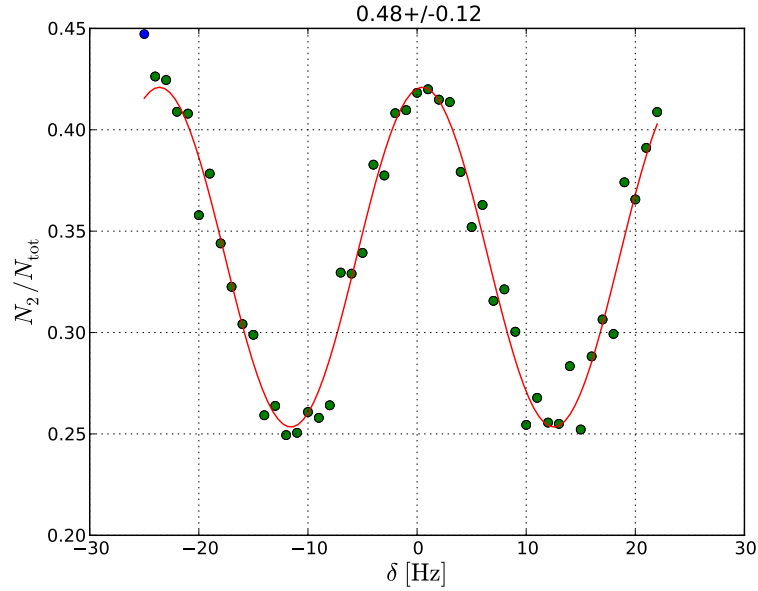


Fig. 5.19 Franges de double diffraction en configuration Ramsey-Bordé, obtenues à l'aide d'un saut de fréquence δ sur chaque diode dans des sens opposés. L'incertitude sur la position de la frange centrale est comparable à notre incertitude typique sans double diffraction, malgré le gain en sensibilité que l'on peut espérer avec le schéma de double diffraction.

5.5 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons décrit la technique de double diffraction, qui permet de rendre l'interféromètre atomique symétrique. Cette technique offre deux avantages principaux : une meilleure sensibilité du fait de l'élargissement de la séparation spatiale des bras de l'interféromètre ; ainsi qu'une symétrie entre les deux bras, permettant de supprimer un grand nombre d'effets systématiques. Cette configuration est particulièrement propice à l'intégration des LMTBS à base d'oscillations de Bloch.

Nous avons obtenu des résultats préliminaires de double diffraction avec un bon contraste (allant jusqu'à 40%), en configuration de Mach-Zehnder ainsi qu'en configuration de Ramsey-Bordé pour la première fois. Nous avons testé différentes méthodes pour observer les franges de l'interféromètre : changement de la pente de la rampe anti- g , saut de fréquence pendant une impulsion, saut de phase.

Une nouvelle technologie à base de FPGA a permis d'acquérir une grande flexibilité sur le contrôle des fréquences des lasers. Cela a rendu possibles, entre autres, les sauts de fréquence ou de phase pendant une impulsion Raman. Nous avons en outre réalisé les chaînes de fréquences nécessaires à contrôler les lasers dans l'objectif d'intégrer les séparatrices à LMT.

La technique de double diffraction est prometteuse pour la mesure du rapport h/m , en combinaison avec les séparatrices à LMT. La géométrie de l'interféromètre de Ramsey-Bordé avec LMTBS fait que les deux bras sont dans le même état interne entre la sélection et la mesure, tout comme l'interféromètre de Ramsey-Bordé sans LMTBS. Cela permet donc d'effectuer une accélération des atomes par oscillations de Bloch de manière similaire à la configuration Ramsey-Bordé sans LMTBS. Une mesure du rapport h/m est alors possible, avec un protocole très similaire, qui ne diffère que par l'utilisation des LMTBS. Nous espérons atteindre une incertitude statistique inférieure à 10^{-10} .

Le dispositif expérimental pour l'intégration des séparatrices à LMT est déjà en place, et nous a permis d'observer une signature préliminaire d'une séparation de grande impulsion (jusqu'à $20\hbar k$). Nous avons malheureusement été arrêtés dans nos recherches par la rupture soudaine de l'un des hublots de la cellule ultra-vide, qui a engendré un retard considérable dû aux diverses étapes nécessaires à retrouver un vide suffisant.

Conclusion et perspectives

Le présent travail de thèse a porté sur trois thématiques principales : la réalisation d'un gravimètre compact et précis, l'étude des effets systématiques sur la mesure du rapport h/m , ainsi que l'intégration de la technique de double diffraction en vue de l'utilisation de séparatrices à grand transfert d'impulsion (LMTBS) à base d'oscillations de Bloch.

L'utilisation d'oscillations de Bloch pour compenser la chute libre des atomes a permis de développer une technique de gravimétrie compacte. Nous avons obtenu une sensibilité préliminaire prometteuse de $7,4 \times 10^{-7} g/\sqrt{\text{Hz}}$. De plus, notre protocole de mesure de g s'appuie sur un contrôle précis de la position des atomes à l'aide de la technique des ascenseurs atomiques, prometteuse pour la réalisation d'un gradiomètre précis, et notamment dans le cadre de la mesure de la constante de gravitation de Newton G .

Le présent travail a permis la réduction de l'incertitude statistique d'un facteur proche de 2, ainsi que la fiabilisation d'une partie du matériel de mesure, permettant ainsi d'acquérir plus de données, de manière automatisée, et pendant plus longtemps. Notre étude des effets systématiques nous a permis d'établir une cartographie du champ magnétique à l'intérieur de notre cellule à vide, qui permet en principe d'estimer la correction due au champ magnétique sur la phase de l'interféromètre. Une simulation numérique a montré un désaccord avec l'expérience, qui peut être attribué à la présence d'un champ magnétique transverse résiduel. De plus, une nouvelle source laser, atteignant une puissance de 12 W à 780 nm, a été intégrée à notre dispositif, ce qui nous a permis de réduire l'effet de la phase de Gouy. Cette nouvelle source laser a de surcroît permis d'isoler un effet systématique qui n'a pas encore été identifié, et dont l'étude permettra de progresser dans la connaissance des effets systématiques affectant notre détermination de la constante de structure fine.

Enfin, la double diffraction a été mise en œuvre sur notre dispositif expérimental. Cette technique permet d'obtenir un interféromètre symétrique en transférant des impulsions opposées aux deux bras de l'interféromètre, lors de la séparatrice atomique initiale. Outre l'amélioration de la sensibilité procurée par cette technique, la symétrie

de l'interféromètre permet de réduire certains effets systématiques dus aux lasers de Bloch, qui sont le principal facteur limitant du développement des LMTBS. L'intégration de la double diffraction ouvre la voie à l'utilisation des LMTBS, en particulier dans le cadre de la mesure du rapport h/m .

Sur l'expérience actuelle, l'augmentation de la puissance laser disponible sur les faisceaux de Bloch permet en principe d'augmenter le nombre d'oscillations de Bloch effectuées pendant l'interféromètre. Il est ainsi possible d'espérer gagner un facteur 2 sur ce nombre d'oscillations, et donc sur l'incertitude statistique de la mesure du rapport h/m .

Notre étude sur les LMTBS a été interrompue par divers problèmes techniques, notamment la panne de notre amplificateur fibré utilisé sur notre nouvelle source laser à SHG, ainsi que la rupture soudaine d'un hublot de notre cellule à vide. Le travail expérimental effectué avant la rupture du vide a cependant permis de préparer la mise en œuvre des LMTBS, car toutes les chaînes de fréquences sont opérationnelles, ainsi que le schéma optique, la séquence temporelle et le programme informatique qui a été adapté en conséquence. Ce travail devrait permettre d'obtenir des résultats à court terme.

Finalement, le principe du gravimètre compact à base d'oscillations de Bloch est repris dans une nouvelle expérience actuellement en construction dans notre équipe, à travers les travaux de thèse de Raphaël JANNIN et Clément COURVOISIER. Pour cela, la nouvelle expérience utilise une source d'atomes de ^{87}Rb au seuil de la condensation de Bose-Einstein, afin de limiter la décohérence et l'extension spatiale du nuage lors de l'interféromètre. La nouvelle cellule à vide est également munie d'une colonne de 70 cm de haut, dans laquelle la position des atomes est précisément contrôlée à l'aide de notre technique d'ascenseurs atomiques.

Troisième partie

Annexes

Annexe A : Articles

A.1 Bloch oscillations in an optical lattice generated by a laser source based on a fiber amplifier : decoherence effects due to amplified spontaneous emission

M. Andia, E. Wodey, F. Biraben, P. Cladé et S. Guellati-Khélifa,
J. Opt. Soc. Am. B, OSA, **2015**, *32*, 1038-1042

A.2 Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice

M. Andia, R. Jannin, F. Nez, F. Biraben, S. Guellati-Khélifa et P. Cladé,
Physical Review A, **2013**, *88*



Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice

Manuel Andia,¹ Raphaël Jannin,¹ François Nez,¹ François Biraben,¹ Saïda Guellati-Khélifa,^{1,2,*} and Pierre Cladé¹

¹*Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*

²*Conservatoire National des Arts et Métiers, 292 rue Saint Martin, 75141 Paris Cedex 03, France*

(Received 19 June 2013; published 25 September 2013)

We present a scheme of a compact atomic gravimeter based on atom interferometry. Atoms are maintained against gravity using a sequence of coherent accelerations performed by the Bloch oscillations technique. We demonstrate a sensitivity of 4.8×10^{-8} with an integration time of 4 min. Combining this method with an atomic elevator allows us to measure the local gravity at different positions in the vacuum chamber. This method can be of relevance to improve the measurement of the Newtonian gravitational constant G .

DOI: [10.1103/PhysRevA.88.031605](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.031605)

PACS number(s): 37.25.+k, 37.10.Jk, 06.20.Jr, 06.30.Gv

Atom interferometry has proven to be a reliable method to realize robust inertial sensors [1–9]. The performance of these devices rivals state-of-the-art sensors based on other methods. The record sensitivity of $8 \times 10^{-9} g$ at 1 s is achieved for the measurement of the gravity acceleration g [10,11], allowing precise determination of the gravity gradient and the Newtonian gravitational constant G [12,13]. In such atom interferometers, the inertial phase shift scales quadratically with the interrogation time. An accurate measurement of the gravity acceleration requires a long time of free fall and should be limited by the size of the vacuum cell in which the measurement takes place. The best performance was obtained using cold atoms launched along a parabolic trajectory of about 1 m [2]. This constraint limits the development of compact and transportable atomic gravimeters necessary to high-precision geophysical on-site measurements. Furthermore, the value of the gravity is averaged over a large height.

Atom gradiometers stemming from free-fall gravimeters are constrained to shorter measurement times. Some of these gradiometers are used to measure the Newtonian gravity constant [12,13]. As related in these references, the largest contribution to the error budget comes from the uncertainty on the atomic cloud position within the fountain and the initial launch velocity of the atoms. To improve the measurement of the G constant, there is a need for a conceptually different gravimeter capable of locally measuring gravity at a well-controlled position.

Several methods were proposed to implement a compact atomic gravimeter. They consist in levitating the atoms by means of the laser light [14–20]. Currently three kinds of experiments based on atoms trapped in a vertical optical lattice are in progress [17–20]: using atoms confined in an amplitude-modulated vertical optical lattice [17], using atom interferometry involving a coherent superposition between different Wannier-Stark atomic states in a one-dimensional (1-D) optical lattice [20], and combining a Ramsey-Bordé interferometer with Bloch oscillations in a quasistationary vertical standing wave [18,19]. In the last experiment atoms interact with the optical lattice in the middle of the interferometer sequence during about 100 ms. They reach the short-term sensitivity of $3.5 \times 10^{-6} g$ at 1 s. This sensitivity is limited

by a contrast decay of the interference fringes due to the decoherence induced by the inhomogeneity of the lattice laser beams [19].

In this paper we demonstrate a method to measure precisely the local acceleration of gravity. The principle is illustrated in Fig. 1. It is based on a Ramsey-Bordé atom interferometer realized by two pairs of $\pi/2$ Raman pulses. In order to compensate the fall of atoms between the pulses, we use a sequence of brief and strong accelerations. The acceleration is based on the method of Bloch oscillations in an accelerated optical lattice. Because the lattice is pulsed we have less decoherence compared to previously described methods where the force is applied continuously.

We obtain a preliminary measurement of the local gravity acceleration with a short-term sensitivity of 7.4×10^{-7} at 1 s. The atoms are maintained within a 4.6-mm falling distance during about 230 ms. Using similar acceleration pulses, it is possible to control precisely the position and the initial velocity of the atoms before the beginning of the atom interferometer.

The principle of the acceleration process consists in transferring to the atoms many photon recoils by the means of Bloch oscillations (BO) [21–23]. This is done by a succession of Raman transitions in which the atom begins and ends in the same energy level, so that its internal state is unchanged while its velocity has increased by $2v_r$ after each transition ($v_r = \hbar k/m$ is the recoil velocity of the atom of mass m when it absorbs a photon of momentum $\hbar k$). BO are produced in a one-dimensional vertical optical lattice which is accelerated by linearly sweeping the relative frequencies of the two counterpropagating laser beams. This leads to a succession of rapid adiabatic passages between momentum states differing by $2\hbar k$. The Bloch oscillation technique offers a remarkable ability to coherently and efficiently transfer photon momenta [24].

In Ref. [19], the configuration of Bloch oscillations in a vertical standing wave has been investigated. The authors have observed a drop of the contrast when the number of Bloch oscillations is increased, limiting this number to 75 (corresponding to 100 ms). This result differs from what was observed in accelerated lattices where a contrast of 30% is observed for 600 BO performed in 4 ms [25]. The contrast decay is due to the speckle pattern, which induces a random force on the atoms. Indeed this force is proportional to the depth U_0 of the optical lattice. The phase imprinted by the

*guellati@spectro.jussieu.fr

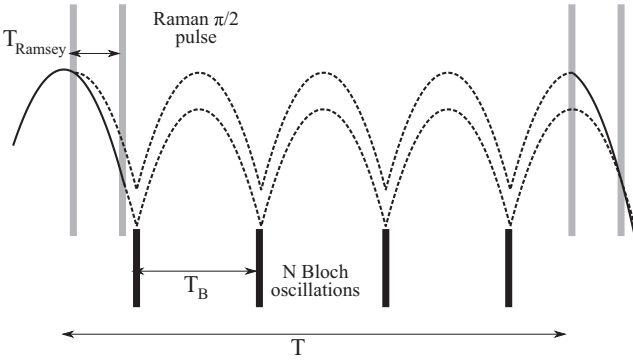


FIG. 1. Principle of the method. We use laser-cooled ^{87}Rb atoms in $F = 2$. They are first prepared with an initial velocity close to zero (trajectory in solid curve); we apply a first pair of $\pi/2$ pulses to select atoms in $F = 1$ (dashed curve). A laser beam resonant with the D_2 line pushes away atoms remaining in state $F = 2$ (those trajectories are not shown in this figure). Then we pulse and accelerate the optical lattice to hold the atoms in $F = 1$ against gravity, in the middle of the atom interferometer sequence.

speckle is proportional to the lattice depth times its duration. However, the critical acceleration which sets the efficiency of Bloch oscillation scales as U_0^2 (adiabaticity criterion), in the weak binding limit [21,22]. In our experiment the depth of the lattice is 10 times as high as in the experiment using a standing wave, whereas the light is switched on for a duration 50 times shorter. The decoherence due to the inhomogeneities of the Bloch laser beams is therefore lower using a sequence of brief and strong accelerations from BO.

We use a Ramsey-Bordé atom interferometer realized by two pairs of $\pi/2$ laser pulses. Each light pulse induces a Doppler-sensitive Raman transition which couples the hyperfine levels $F = 1$ and $F = 2$ of the $^5S_{1/2}$ ground state of ^{87}Rb . The first pair of $\pi/2$ pulses transfers the atoms from the $F = 2$ hyperfine level to $F = 1$ and selects the initial velocity distribution. The second pair measures the final velocity of the atoms by transferring resonant atoms from $F = 1$ to $F = 2$. Note that after the first pair of $\pi/2$ pulses we apply a laser pulse resonant with the D_2 line in order to push away atoms remaining in the state $F = 2$. Atoms in $F = 1$ perform M series of N Bloch oscillations between the two pairs of $\pi/2$ pulses: After the first pair we let the atoms fall during T_B , and then they are shone with the accelerated optical lattice. They acquire a velocity of $2N \times v_r$ in the upward direction. The delay T_B is chosen in such a way that the gravity acceleration is perfectly compensated by the coherent acceleration due to Bloch oscillations, i.e., $T_B = 2N v_r / g$. This process is repeated periodically to maintain the atoms against gravity. Figure 1 depicts only the trajectories of atoms in $F = 1$ after the first pair of $\pi/2$ pulses.

To maintain the atoms within a short falling distance, it is necessary to prepare them with an initial velocity close to zero. For this purpose, the atom interferometer sequence is preceded by the *atomic elevator* sequence [25] (see Fig. 2). It consists of two sets N_1 and N_2 of BO: Atoms are first accelerated in a given direction using N_1 BO. When they reach the chosen position, they are stopped by using N_2 BO in the opposite direction. The final position of the atoms and

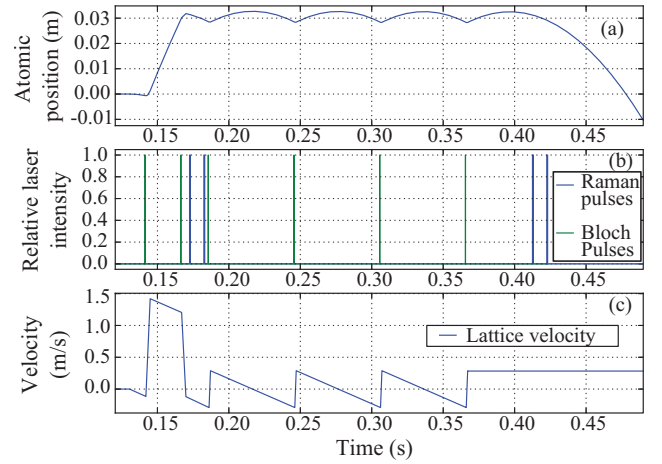


FIG. 2. (Color online) (a) Trajectory of the atoms during the measurement procedure. The atoms are first held at a given position using an atomic elevator. We apply the first pair of $\pi/2$ Raman pulses, and then atoms are maintained against gravity for 230 ms by periodically transferring to them 100 photon momenta. (b) Timing sequence of the Raman and Bloch beams; the two first Bloch pulses are used to perform the atomic elevator. (c) Velocity of the optical lattice vs time.

their velocity are precisely determined by the numbers N_1 and N_2 and the spacing time between the two Bloch pulses. This method allows us to displace the atoms, without losses, at different positions in the vacuum chamber, before starting the measurement of the local gravity.

The experiment is realized in a titanium UHV chamber connected to a glass cell by a differential pumping tube. It is shielded from residual magnetic fields by two layers of μ -metal. The two-dimensional magneto-optical trap (2D-MOT) produces a slow ^{87}Rb atomic beam (about 10^9 atoms/s at a velocity of 20 m/s) which loads during 250 ms a three-dimensional magneto-optical trap. Then a $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses generates a cloud of about 2×10^8 atoms in the $F = 2$ hyperfine level, with a 1.7-mm radius and at a temperature of 4 μK .

The Bloch beams originate from a 3.8-W Ti:sapphire laser pumped by an 18-W@532-nm laser (Verdi G18-Coherent). The output laser beam is split into two paths, each of which passes through an acousto-optic modulator (AOM) to adjust the frequency offset and amplitude before being injected into a polarization-maintaining fiber. The depth of the generated optical lattice is $21E_r$ (for ^{87}Rb the recoil energy is $E_r \simeq 3.77 \text{ kHz} \times h$, where h is the Planck constant) for an effective power of 220 mW seen by the atoms. The Bloch lasers are blue detuned by 30 GHz from the rubidium D_2 line. Under these conditions, the Landau-Zener tunneling and the scattering rate are negligible. The Bloch pulses are shaped by controlling the radio-frequency signal driving the AOMs. The power lattice is raised on in 500 μs , in order to adiabatically load the atoms in the first Brillouin zone. The number of Bloch oscillations is determined by fixing the frequency chirp of the rf signal used to drive the AOMs. The Raman and Bloch beams are collimated to a $1/e^2$ diameter of 11 mm at the output of the polarization-maintaining fibers used to guide light toward the vacuum chamber (for details of the optical setup,

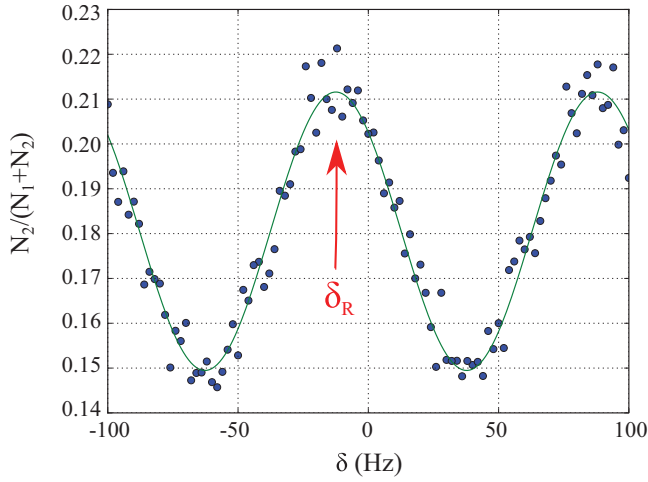


FIG. 3. (Color online) Typical spectrum used to deduce a value of g . The data points show the quantity $N_2/(N_1 + N_2)$, where N_1 and N_2 are the populations in the $F = 1$ and $F = 2$ levels, measured for different values of δ , the change of the Raman frequency between the two pairs of $\pi/2$ pulses. The solid line is a least-squares fit to the data by a $\cos[(\delta - \delta_R) \times T_R]$ function. The position δ_R of the central fringe is determined from this fit.

see Refs. [25,26]). The timing sequence of Raman and Bloch pulses during the experiment is presented in Fig. 2(b). The delay T_R between two $\pi/2$ pulses is 10 ms, and the duration of each pulse τ equals 650 μ s. Figure 2(c) shows the velocity of the optical lattice as a function of time.

A way to determine the value of g would consist in scanning the value of the delay T between the two pairs of $\pi/2$ pulses, keeping the relative Raman frequency δ unchanged. If the delay T equals exactly $2NM \times v_r/g$, the BO will compensate exactly for the acceleration due to gravity and the two paths of the interferometer will be in phase. In the experiment we set the value of T close but not exactly equal to the expected value. The remaining velocity δv will induce a shift $\delta_R = (k_1 + k_2) \times \delta v$ of the position of the fringes when we scan δ . A typical interference fringe obtained with $N = 50$, $M = 4$, and $T = 227$ ms is shown in Fig. 3. The data points show the relative population in $F = 2$ measured by the second pair of $\pi/2$ pulses as the Raman frequency δ is scanned. The fringe shift δ_R is determined by a least-squares fit of the experimental data by a $\cos[(\delta - \delta_R) \times T_R]$ function. In practice, we operate the interferometer close to the central fringe, which is previously located by using different values of T_R .

The frequency shift δ_R is related to the local gravity acceleration by

$$g = \frac{1}{T} \times \left(\frac{2NM\hbar k_B}{m_{Rb}} - \frac{\delta_R}{(k_1 + k_2)} \right), \quad (1)$$

where k_B is the Bloch wave vector and k_1 and k_2 are the wave vectors of the two Raman beams. The ratio \hbar/m_{Rb} between the Planck constant and the rubidium atomic mass m_{Rb} is measured by our group with a relative uncertainty of 1.2×10^{-9} [26]. In Eq. (1), the term $\delta_R/(k_1 + k_2)$ is small and appears as a correction to the reference value $g_{ref} = 2NMv_r/T$. As a consequence, to achieve a precise determination of g , the

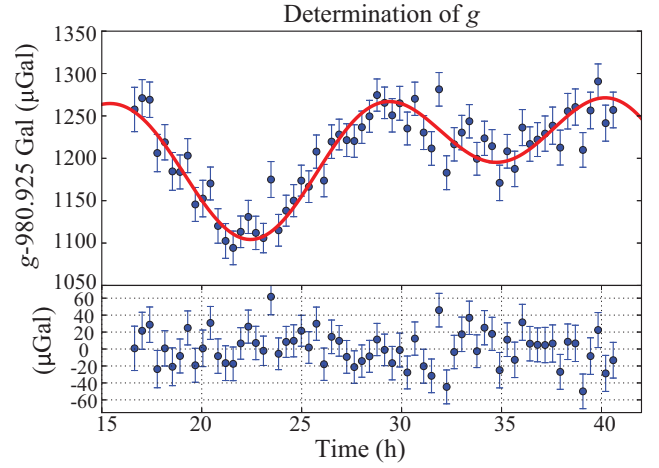


FIG. 4. (Color online) Gravity data taken over one day fitted by the earth tide model. Each data point is deduced from the average over six measurements. The lower curve shows residuals of the fit ($1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2$).

precision on the value of the Raman wave vectors (k_1 and k_2) is less critical than on the value of the Bloch wave vector.

As the fall distance is small, the systematic errors due to the gradients of residual magnetic fields and light fields are negligible. In practice, to cancel the parasitic effect due to the temporal fluctuations of these fields, we record two spectra exchanging the direction of the Raman beams. We achieve a relative statistical uncertainty of 4.8×10^{-8} on the value of g for an integration time of 4 min. Figure 4 shows a temporal behavior of the gravity measured over 25 h. These data fit well with a local solid Earth tide model [27,28], and the temporal fluctuations of local gravity are dominated by tidal forces.

The sensitivity of the gravimeters is characterized by the Allan standard deviation of the g measurement. Figure 5 shows the Allan standard deviation of the set of 388 determinations

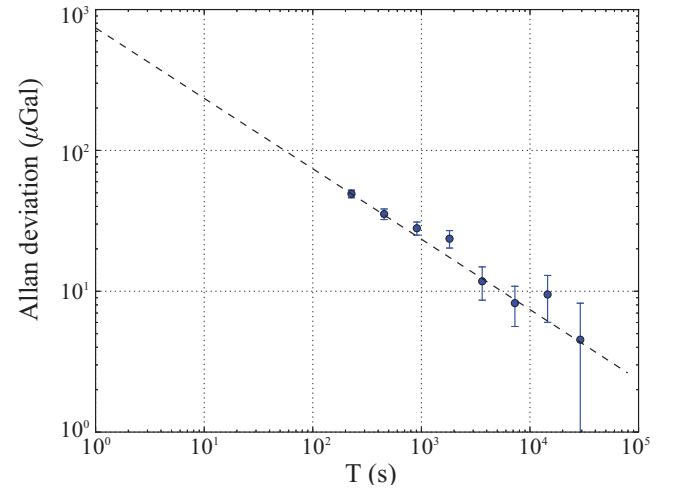


FIG. 5. (Color online) Allan standard deviation of the local gravity, for a delay $T = 227$ ms and a number of BO $N = 50$ ($1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2$).

of g ; it scales as $t^{-1/2}$ (where t is measurement time). The short-term sensitivity, extrapolated to 1 s according to the white noise behavior, is $7.4 \times 10^{-7}g$.

Thanks to the “atomic elevator” sequence, which precedes the measurement of g , it is possible to change the position at which gravity is measured. Because we use BO in the elevator, the acceleration of atoms is well known and it is possible to precisely calculate the displacement of the cloud, using the numbers N_1 and N_2 of BO and the duration of the elevator. Our setup can therefore be used to precisely measure the gravity gradient. However, the sensitivity on g is not high enough to map the gravity gradient, whose order of magnitude is $\sim 310 \mu\text{Gal/m}$ ($1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2$).

In this work we have focused on the sensitivity of this method. The systematic errors which affect the value of g are similar to the ones identified in usual gravimeters (Gouy phase, wavefront aberrations, Coriolis force, level shifts, etc.) [2,11,29]. They should be investigated and presented in an upcoming article.

In this paper we have demonstrated a method to locally measure the gravitational acceleration. It is based on a Ramsey-Bordé interferometer and a sequence of Bloch oscillations. We obtain a preliminary sensitivity of 7.4×10^{-7} at 1 s. This sensitivity can be improved using a colder atomic source (100 nK) and by reducing the vibrations to achieve a delay T_R of about 50 ms. With these experimental parameters we should achieve a sensitivity comparable to the state of the art. The key feature of our method lies in the decoherence induced by the fluctuations of the optical lattice, which is substantially reduced compared to similar methods.

We notice that in our atomic interferometer the frequencies of the Raman beams are the same during the first and the second pairs of $\pi/2$ pulses. We can imagine implementing a succession of atom interferometers where the last pair of $\pi/2$ pulses of each interferometer is the first pair of the

next one. In such a configuration the phase noise between successive interferometers will be correlated and the Allan variance should decrease as $1/n$ (where n is the number of measurements).

We have elaborated a timing sequence, which allows us to move the atoms toward different positions in the vacuum chamber before performing the local gravity measurement. Potential applications of this method to improve the measurement of the Newtonian gravitational constant G should be investigated. In the experiment reported in Ref. [12], the constant G is determined using a gradiometer, which measures the differential acceleration of two samples of laser-cooled atoms. The change in the gravitational field along one dimension is measured when a test mass is displaced along a distance of 27.940 cm. The main systematic errors come from the uncertainties on the position and the initial velocity of the atoms. More recently the experiment of Tino *et al.* [13] improved the uncertainty on G by one order of magnitude. The main contribution to the systematic error on the G measurement derives from the initial velocity of the atomic cloud and the positioning accuracy of the source masses. The authors claimed that the latter should be reduced by about one order of magnitude by using a laser tracker. We propose to investigate the method described in this paper to reduce the systematic error due to atomic cloud parameters.

This experiment is supported in part by IFRAF (Institut Francilien de Recherches sur les Atomes Froids), the Agence Nationale pour la Recherche, FISCOM Project No. ANR-06-BLAN-0192, the Direction Générale de l’armement (DGA), and “Emergence” Program of the University Pierre et Marie Curie. We thank Alexandre Bresson, Nassim Zahzam, Malo Cadoret, and Yannick Bidet for providing us with a tide model using the internal ONERA software based on the Tamura-Wenzel model.

-
- [1] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
 - [2] A. Peters, K. Chung, and S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
 - [3] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich, *Classical Quantum Gravity* **17**, 2385 (2000).
 - [4] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, *Appl. Phys. B* **92**, 133 (2008).
 - [5] A. Gauguier, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin, *Phys. Rev. A* **80**, 063604 (2009).
 - [6] M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, and A. Peters, *Gyroscopy Navigation* **2**, 170 (2011).
 - [7] J. K. Stockton, K. Takase, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 133001 (2011).
 - [8] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *New J. Phys.* **14**, 015002 (2012).
 - [9] P. A. Altin *et al.*, *New J. Phys.* **15**, 023009 (2013).
 - [10] H. Müller, S.-W. Chiow, S. Herrmann, S. Chu, and K.-Y. Chung, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 031101 (2008).
 - [11] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. P. D. Santos, *New J. Phys.* **13**, 065025 (2011).
 - [12] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Science* **315**, 74 (2007).
 - [13] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 050801 (2008).
 - [14] F. Impens, F. Bouyer, and C. J. Bordé, *Appl. Phys. B* **84**, 603 (2006).
 - [15] K. J. Hughes, J. H. T. Burke, and C. A. Sackett, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 150403 (2009).
 - [16] M. R. De Saint-Vincent, J. P. Brantut, C. J. Bordé, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer, *Europhys. Lett.* **89**, 10002 (2010).
 - [17] N. Poli, F.-Y. Wang, M. G. Tarallo, A. Alberti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 038501 (2011).
 - [18] P. Cladé, S. Guellati-Khlifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Europhys. Lett.* **71**, 730 (2005).
 - [19] R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **85**, 013639 (2012).
 - [20] B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, and F. Pereira dos Santos, *Phys. Rev. A* **87**, 023601 (2013).
 - [21] E. Peik, M. Ben Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin, and C. Salomon, *Phys. Rev. A* **55**, 2989 (1997).

- [22] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4508 (1996).
- [23] S. R. Wilkinson, C. F. Bharucha, K. W. Madison, Q. Niu, and M. G. Raizen, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4512 (1996).
- [24] R. Battesti, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, B. Grémaud, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253001 (2004).
- [25] M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Cladé, S. Guellati-Khelifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 230801 (2008).
- [26] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).
- [27] H. G. Wenzel, in *Proceedings of the Twelfth International Symposium on Earth Tides* (Science Press, Beijing, New York, 1995), pp. 235.
- [28] Y. Tamura, Bulletin d'Informations Marées Terrestres, Bruxelles **99**, 6813 (1987).
- [29] P. Cladé, E. de Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. A* **74**, 052109 (2006).

Bloch oscillations in an optical lattice generated by a laser source based on a fiber amplifier: decoherence effects due to amplified spontaneous emission

MANUEL ANDIA,¹ ÉTIENNE WODEY,¹ FRANÇOIS BIRABEN,¹ PIERRE CLADÉ,¹ AND SAÏDA GUELLATI-KHÉLIFA^{1,2,*}

¹Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France, 4, place Jussieu, Paris F-75005, France

²Conservatoire National des Arts et Métiers, St-Martin, Paris 75141, France

*Corresponding author: guellati@lkb.upmc.fr

Received 19 December 2014; revised 26 March 2015; accepted 26 March 2015; posted 1 April 2015 (Doc. ID 231143); published 6 May 2015

We have developed a laser source generated by frequency doubling of a seed laser at 1560 nm using a periodically poled lithium niobate crystal. The seed laser passes through a 30 W fiber amplifier. The laser source at 780 nm is used to perform Bloch oscillations of ultra-cold atoms in an optical lattice. In this paper we investigate the decoherence effects induced by the amplified spontaneous emission (ASE) in the gain medium. We show that the ASE drastically reduces the efficiency of Bloch oscillations. We totally filter out the ASE around the D2 line using a heated rubidium vapor cell. We precisely determine the power spectral density of the ASE by measuring the fraction of atoms transferred from the hyperfine level $F = 1$ to $F = 2$, when the laser is switched on. ©2015 Optical Society of America

OCIS codes: (020.1670) Coherent optical effects; (060.2320) Fiber optics amplifiers and oscillators; (020.1335) Atom optics; (270.2500) Fluctuations, relaxations, and noise.

<http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.32.001038>

1. INTRODUCTION

Today, progress in atom interferometry hinges on the implementation of large momentum transfer beam splitters (LMTBS) [1–4]. Unlike typical beam splitters based on $\pi/2$ Raman pulses, LMTBS enable a separation between the two wavepackets greater than two recoil velocities. This allows us to increase the space–time area enclosed between the interferometer arms, and hence the sensitivity. LMTBS are achieved using Bragg diffraction or Bloch oscillations (BO) in an optical lattice. For applications in the high-precision measurement domain, this technique requires a high-power and high-spectral-purity laser source. High power allows for the larger beam waist needed to circumvent the spread of the atomic cloud, to ensure the homogeneity of the laser power experienced by the atoms and to reduce the systematic effects due to the Gouy phase and wavefront curvature [5].

Furthermore, in recent years there has been growing interest in developing high-power and narrow linewidth CW laser sources in the near-infrared region for applications in atomic, ion, and molecular physics. A compact, robust, and simple laser system emitting around the rubidium D2 line was first implemented for laser cooling and trapping [6]. It is based on

efficient frequency doubling of 1560 nm light using periodically poled lithium niobate (PPLN) crystals in free space [6–9]. Recently the generation of 43 W quasi-continuous 780 nm laser light was demonstrated with two cascading PPLN crystals [10]. This achievement benefits from the latest progress in the design of fiber optical amplifiers.

However, the drawback of these laser systems is the unavoidable excess noise, which is mainly due to the amplified spontaneous emission (ASE) in the gain medium. Consequently, the spectrum of the output laser beam contains a narrow line corresponding to the doubled frequency of the seed laser superimposed to a broadband pedestal, whose width is determined by the acceptance of the doubling crystal. The spectrum of the laser system is illustrated in Fig. 1, which also introduces the notations used in this paper.

In this work, we present the development of a high-power laser system emitting at 780 nm based on frequency doubling of the output of a fiber amplifier via single pass through a PPLN crystal. The purpose of this laser is to produce an accelerated optical lattice in order to realize a large number of Bloch oscillations. The laser frequency is far-detuned from the rubidium transition $5^2S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5^2S_{3/2}$ (D2 line), to avoid

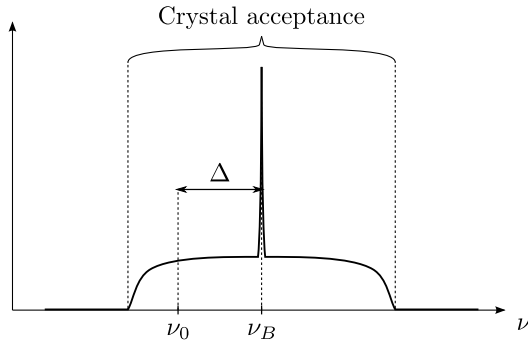


Fig. 1. Schematic illustrating the spectrum of the laser source at the output of the doubling crystal. ν_0 is the rubidium D2 line frequency, and ν_B is the frequency of the narrow linewidth laser (SHG). Note that to change Δ we tune the seed laser and the temperature of the PPLN crystal.

decoherence effects due to spontaneous emission. We show that even if the power integrated over the ASE band seems negligible compared to the power of the narrow peak, the resonant part of the ASE induces enough decoherence to compromise the observation of Bloch oscillations. We investigate the decoherence effect through a comparison with a titanium sapphire laser source. The measurement of the losses induced by spontaneous emission leads to precise determination of the power spectral density of the ASE. We use a rubidium vapor cell to filter out the ASE of the laser around the D2 line of rubidium. The output light, which will be used in the experiment to perform Bloch oscillations in an atom interferometer, now induces a sufficiently low level of decoherence on the atoms to reach a high number of BO. The quality of the experimental fringe pattern, its visibility, and the uncertainty on the central fringe show that the limitation due to ASE is removed.

2. EXPERIMENTAL SETUP: THE LASER SYSTEM

The laser system is based on single-pass frequency doubling in a PPLN crystal. The source is an NKT Photonics fiber laser (Koheras Adjustik E15 System) with a center wavelength of 1560.35 nm. This laser has a specified linewidth of 1 kHz integrated over 120 μ s. The 1560.35 nm seed is amplified by an IPG Photonics fiber amplifier (Model EAR-30K-C-LP-F) with a maximum output power of 30 W. The amplified beam has a $1/e^2$ diameter of 1.1 mm and is linearly polarized. It is focused on a 50 mm long PPLN:MgO crystal with a lens of focal 50 mm (Fig. 2). We obtain a maximum power of 11.5 W at 780 nm corresponding to a single-pass doubling efficiency of 35% (Fig. 3).

The spectrum of the SHG laser (780 nm) was not directly analyzed. But unavoidably a relatively broadband light, due to the ASE, is superimposed to the narrow linewidth peak arising from the frequency doubling of the seed laser. The ASE at 780 nm is limited by the spectral acceptance (~ 0.1 nm) of the PPLN crystal, and it comes from the mixing within the PPLN crystal of the seed laser with the ASE at 1560 nm.

The laser system described above is a small part of the setup designed for precise measurement of the recoil velocity of the

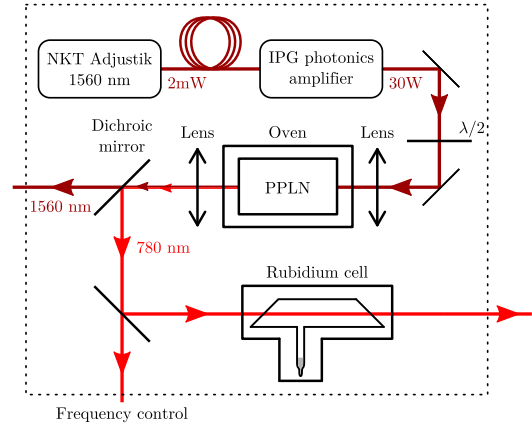


Fig. 2. Schematic of the setup: the fiber amplifier is seeded by 1560 nm light. A pair of mirrors and a 50 mm lens direct and focus the beam into the PPLN crystal. The output beam is collimated and then reflected by a dichroic mirror, which transmits 1560 nm light but reflects 780 nm light. A rubidium cell housed inside a temperature controlled oven is inserted along the path of the 780 nm light beam.

rubidium atom when it absorbs a photon. This setup is detailed in previous papers [5,11]. The principle of this measurement combines Bloch oscillations and atom interferometry. The cold-atom source is produced in a magneto-optical trap and optical molasses.

Bloch oscillations occur in an accelerated optical lattice generated from an SHG laser: the output beam is split into two beams by a polarization beam splitter cube. Each beam is aligned through an acousto-optic modulator that controls its frequency and intensity. The two beams reach the vacuum chamber through two different fibers. The frequency difference between the two beams is linearly swept to create an accelerating potential in the laboratory frame.

3. MEASUREMENT OF THE SPECTRAL DENSITY OF ASE USING ULTRA-COLD ATOMS

In a first step, we will focus on the determination of the power spectral density of the broadband pedestal generated by the ASE. We use the following protocol: atoms are initially

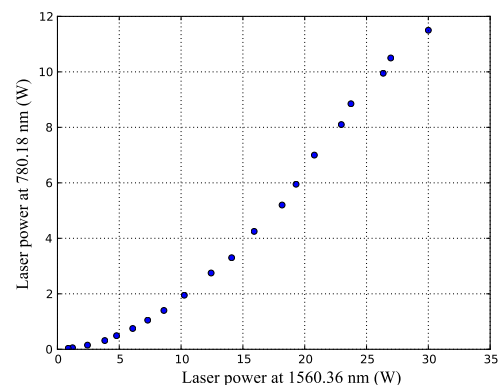


Fig. 3. Measured power of the output beam at 780 nm versus laser power of input beam at 1560 nm. The PPLN crystal temperature is about 80°C.

prepared in the hyperfine level $F = 1$, $m_F = 0$ using a π pulse of a Raman transition between the two hyperfine levels $F = 1$ and $F = 2$ of the ground state $5^2S_{1/2}$. We switch on the SHG laser during 5 ms; then we measure the population in each hyperfine level using a time-of-flight technique.

In Fig. 4, we report the fraction of atoms transferred to $F = 2$ as a function of the laser power experienced by the atoms. This fraction quantifies the losses by spontaneous emission. We compare the losses induced by the SHG laser to those due to a TiSa laser (3 W output power, detuned by 26 GHz from the D2 line). These data are obtained with an amplification rate of the fiber amplifier of 32%, corresponding to an SHG laser power of 2 W and detuned by 26 GHz. In this experiment the power of the laser is maintained constant and the power seen by the atoms is controlled by an acousto-optic modulator.

To filter out the ASE, we insert in the path of the laser beam a rubidium vapor cell (see setup in Fig. 2). We heat up the cell to increase the density of the rubidium vapor and thus the absorption factor around the resonance frequency of the D2 line. In Fig. 5, we report the losses to $F = 2$ for various temperatures. These data are recorded for an output SHG laser power of 8.4 W (corresponding to a 90% amplification rate of the fiber amplifier).

From the least-squares adjustment of each curve in Fig. 5, we extract the loss rate to $F = 2$ per second in relation to the laser intensity. These data are then represented in Fig. 6, versus the temperature of the vapor cell. This plot illustrates the efficiency of the filtering by absorption in the vapor cell. For temperatures above 50°C, losses are mainly due to the spontaneous emission induced by the narrow peak of the SHG laser. The data of Fig. 6 are adjusted by the function [12]

$$\Gamma_0 + \Gamma_{\text{ASE}} e^{-\frac{P(T)}{P_0}}, \quad (1)$$

where $P(T)$ and P_0 are, respectively, the vapor pressure of rubidium at temperature T and at room temperature (around 25°C). The least-squares fit leads to the experimental values of the losses due to both the far-detuned laser peak ($\Gamma_0 = 0.0134 \text{ s}^{-1} \text{ mW}^{-1} \text{ cm}^2$) and the broadband light pedestal ($\Gamma_{\text{ASE}} = 0.0851 \text{ s}^{-1} \text{ mW}^{-1} \text{ cm}^2$).

The total spontaneous photon scattering rate γ of a rubidium atom interacting with the SHG laser can be written as

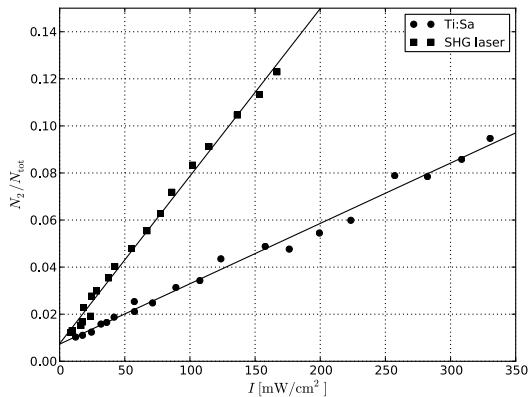


Fig. 4. Fraction of atoms transferred to the hyperfine level $F = 2$ versus laser power seen by the atoms. We compare the losses induced by the SHG laser (without Rb cell) to those due to a TiSa laser.

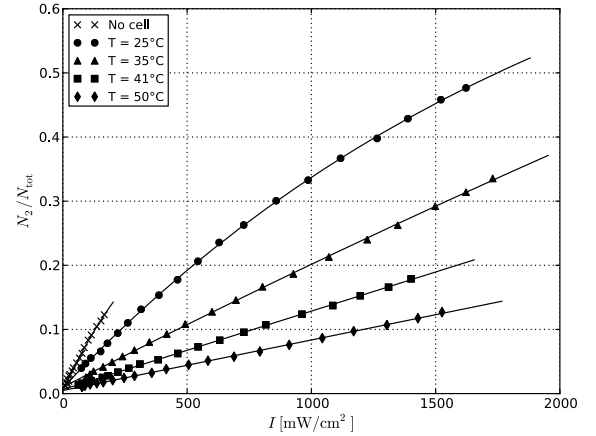


Fig. 5. Fraction of atoms transferred to the hyperfine level $F = 2$ versus power seen by the atoms, for different values of the vapor cell temperature.

$$\gamma = \Gamma_N + \Gamma_W. \quad (2)$$

The first term, Γ_N , is due to the spontaneous emission induced by the narrow peak. Initially atoms are prepared in the Zeeman sublevel $F = 1$, $m_F = 0$. For linearly polarized light in the far-detuned regime (the detuning Δ is larger than the hyperfine structure) and ignoring collisional relaxation, we have for the scattering rate Γ_N

$$\Gamma_N = \frac{1}{4} \frac{\Gamma}{\Delta^2} \frac{|d_0 \cdot E_0|^2}{\hbar^2}, \quad (3)$$

where $\Gamma = 2\pi \times 6.066 \text{ MHz}$ is the natural linewidth, E_0 is the light field, and d_0 is the effective dipole moment given by $\frac{1}{3}$ of the dipole matrix element of the full D2 transition ($J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$) [12].

The second term of Eq. (2) corresponds to the spontaneous emission rate due to the resonant part of the ASE. As the spectral width of the ASE is larger compared to all characteristic widths of the atomic system, the term Γ_W is (for details see [13])

$$\Gamma_W = \frac{|d_0|^2}{4\pi c \epsilon_0 \hbar^2} S(\nu_0), \quad (4)$$

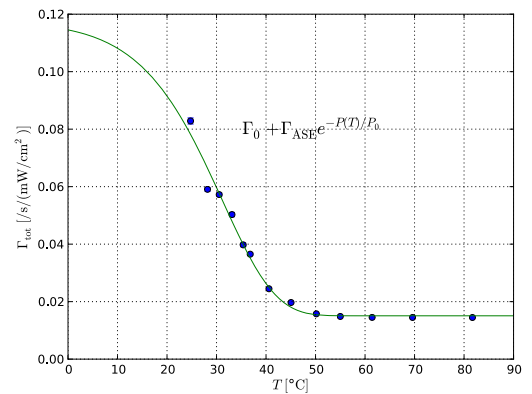


Fig. 6. Loss rate per second reported to the laser intensity versus the temperature of the vapor cell.

where c , ϵ_0 , and \hbar are, respectively, the speed of light, the vacuum permittivity, and the reduced Planck constant, and $S(\nu_0)$ is the power spectral density of the ASE around the resonance frequency ν_0 of the D2 line.

In the experiment, we measure the fraction of atoms that decay to the hyperfine level $F = 2$ by spontaneous emission. The loss rates Γ_0 and Γ_{ASE} , to the hyperfine level $F = 2$, due, respectively, to the narrow peak and the ASE are given by

$$\Gamma_0 = \alpha \Gamma_N, \quad (5)$$

$$\Gamma_{\text{ASE}} = \alpha \Gamma_W. \quad (6)$$

The parameter α can be calculated by summing the relative strengths of the different transitions from $F = 1$, $m_F = 0$, to $F = 2$. Using rubidium data [12], the value of α is found to be 7/24.

The relative power spectral density of the ASE can then be deduced using the values of Γ_0 and Γ_{ASE} stemming from the least-squares adjustment of the experimental data of Fig. 6,

$$\frac{S(\nu_0)}{I} = 2\pi \frac{\Gamma \Gamma_{\text{ASE}}}{\Delta^2 \Gamma_0}, \quad (7)$$

where the laser intensity $I = \epsilon_0 c E_0^2 / 2$.

We obtain an estimation of the relative power spectral density of the ASE of -133 dB/Hz around ν_0 .

We maintain the temperature of the cell at 81°C to measure the spontaneous emission rate as a function of the detuning Δ of the SHG laser from the D2 line. As illustrated in Fig. 7, it varies as $1/\Delta^2$. This behavior proves the filtering efficiency. It also shows that decoherence is mainly due to the spontaneous emission induced by the narrow peak of the laser.

4. EFFICIENCY OF BLOCH OSCILLATIONS IN AN OPTICAL LATTICE GENERATED USING THE LASER SYSTEM

In a second step, we use the SHG laser to perform Bloch oscillations in an accelerated optical potential of the form

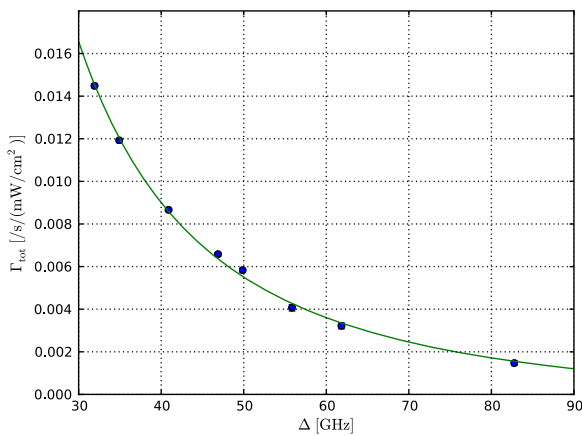


Fig. 7. Spontaneous emission rate versus detuning from the $F = 1 \rightarrow F = 2$ transition. The temperature of the vapor cell is maintained at 81°C . The solid line corresponds to the least-squares adjustment with a function $1/\Delta^2$.

$$U(x) = \frac{U_0}{2} [\cos(2kx - kat^2)], \quad (8)$$

where x is the position in the laboratory frame, k is the laser wave-vector, U_0 is the well depth, and a is the acceleration. This periodic potential is created by a standing wave designed by two counterpropagating laser beams generated by the SHG laser. The acceleration of the standing wave is accomplished by linearly chirping the frequency difference between the two counterpropagating beams. During Bloch oscillations, atoms evolve in the fundamental band of the potential. If their quasi-momentum changes slowly enough, they follow the dispersion curve adiabatically across the Brillouin boundary. If the acceleration is larger, atoms cannot follow the dispersion curve and tunnel to the higher bands. BO can also be interpreted as Raman transitions in which the atoms begin and end in the same energy level, so that their internal state ($F = 1$) is unchanged. Decoherence effects tend to depopulate the hyperfine level $F = 1$, compromising the efficiency of Bloch oscillations.

In our experiment we transfer to the atoms $2N$ recoils in a time Δt ; the acceleration is thus $a = 2Nv_r/\Delta t$ (v_r is the recoil velocity of an atom when it absorbs a photon of momentum $\hbar k$). Typically for 500 BO, $a = 1500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. The laser is far-detuned from the D2 line ($\Delta = 82 \text{ GHz}$) and its intensity as experienced by the atoms is $I \sim 1 \text{ W/cm}^2$. With these parameters, we get the value of the potential depth $U_0 = 60 E_R$ ($E_R = \hbar^2 k^2 / 2M$ is the recoil energy).

To minimize losses by spontaneous emission, the laser is blue-detuned from the D2 line [5]. In this case the atoms in the optical lattice are trapped at spatial regions with a minimum of laser intensity [5]. For $U_0 \gg E_r$, the spontaneous emission rate Γ_B is given by

$$\Gamma_B = \frac{\Gamma}{2} \frac{\sqrt{U_0 E_R}}{\hbar \Delta}, \quad (9)$$

According to the experimental parameters of the optical lattice, losses due to spontaneous emission are estimated to 2%.

In the tight-binding regime ($U_0 \gg 16E_R$), the interband tunneling rate deviates from the Landau-Zener rate. We have numerically simulated the fraction of atoms that survive in the lattice after N Bloch oscillations using a perturbative approach [14]. With our experimental parameters this fraction is 84% after 500 BO.

The experiment develops in three steps. (1) A pair of $\pi/2$ pulses of a Raman transition transfers atoms from the $F = 2$ hyperfine level to $F = 1$ and produces a fringe pattern in the velocity distribution of these atoms. The width of the envelope of this velocity distribution varies inversely with the $\pi/2$ pulse duration τ , while the fringe width varies as $1/T_R$, where T_R is the delay between the two $\pi/2$ pulses. (2) We transfer to the selected atoms as many recoils as possible by means of BO. (3) The final velocity of the atoms is measured by a second pair of $\pi/2$ pulses, which transfers the atoms from the $F = 1$ to the $F = 2$ hyperfine level. The frequency difference δ between the two pairs of $\pi/2$ pulses is scanned to obtain a fringe pattern from which the velocity variation between the two pairs of $\pi/2$ pulses is deduced.

Because of the temperature gradient around the vapor cell, the laser beam position fluctuates, inducing a fluctuation of the

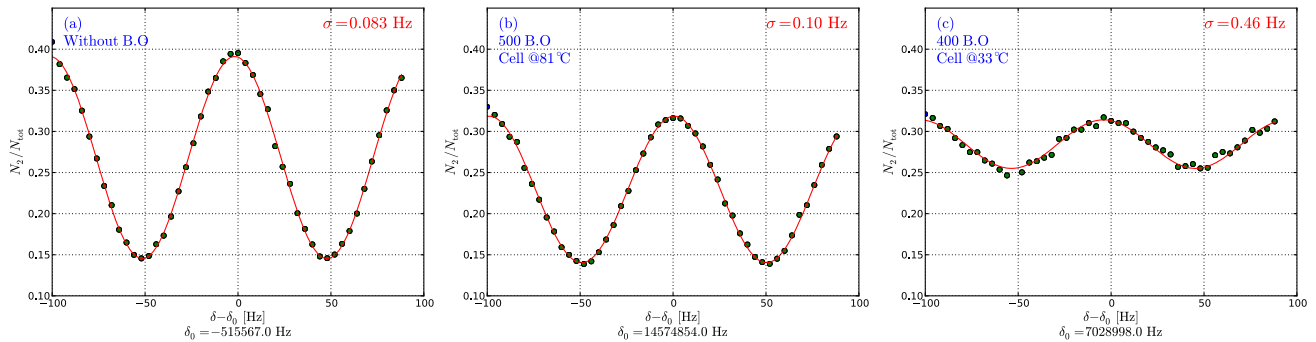


Fig. 8. Typical experimental fringes: (a) reference spectrum obtained without BO, (b) [resp. (c)] spectrum obtained by adding BO in the interferometer, the laser that generates the optical lattice being filtered through a heated rubidium cell at 81°C (resp. 33°C). The decoherence effects degrade the contrast and the uncertainty on the central fringe.

laser power experienced by the atoms (fluctuation of the coupling in the fibers). We use a position sensor and a PZT mirror to control the position of the laser beam.

We performed BO switching on the optical lattice during 5 ms between the two pairs of $\pi/2$ pulses of the atom interferometer. As a reference, we report the experimental data obtained without the Bloch laser beam [Fig. 8(a)]. At a cell temperature of 81°C [see Fig. 8(b)], the uncertainty on the central fringe for 500 BO ($\sigma = 0.1$ Hz) is comparable to that without BO ($\sigma = 0.08$ Hz), although slightly greater because interband transitions reduce the fringe visibility by 15%.

In order to illustrate the benefit of ASE filtering by the heated rubidium cell, we compare two spectra [Figs. 8(b) and 8(c)] obtained, respectively, for cell temperatures of 81°C and 33°C. We clearly see that the decoherence induced by the ASE reduces the fringe visibility and affects the uncertainty on the central fringe, even though we used fewer BO for Fig. 8(c).

5. CONCLUSION

We developed a simple and compact laser system generated from single-pass frequency doubling of a 1560 nm laser amplified in a 30 W fiber amplifier. We obtain 12 W emitting at 780 nm. We have investigated decoherence effects induced by the ASE in the fiber amplifier. This ASE has been filtered out around the D2 line by absorption in a heated vapor cell. We measured the fraction of atoms transferred from hyperfine level $F = 1$, $m_F = 0$ to $F = 2$ when the laser is switched on during 5 ms, as a function of the temperature of the vapor cell. From the analysis of the experimental data, we deduced the power spectral density of the ASE around the rubidium D2 line. Maintaining the temperature of the vapor cell around 81°C, we are able to filter out the resonant part of ASE. One drawback of this scheme is the mandatory use of a position servo system to circumvent the position fluctuations of the laser beam, induced by the temperature gradient around the vapor cell. We managed to perform 500 Bloch oscillations in a Ramsey Bordé interferometer, and we obtain a fringe pattern with an uncertainty of 0.1 Hz on the central fringe and a visibility only limited by interband transitions.

Laboratoire National de Métrologie et d'Essais; DIM-NanoK.

Manuel Andia acknowledges financial support from the DGA-CNRS doctoral fellowship program.

REFERENCES

1. H. Müller, S. W. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, and S. Chu, "Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters," *Phys. Rev. Lett.* **100**, 180405 (2008).
2. P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, "Large momentum beam splitter using Bloch oscillations," *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240402 (2009).
3. S.-W. Chiow, T. Kovachy, H.-C. Chien, and M. A. Kasevich, "102 $\hbar k$ large area atom interferometers," *Phys. Rev. Lett.* **107**, 130403 (2011).
4. G. D. McDonald, C. C. N. Kuhn, S. Bennetts, J. E. Debs, K. S. Hardman, M. Johnsson, J. D. Close, and N. P. Robins, "80 $\hbar k$ momentum separation with Bloch oscillations in an optically guided atom interferometer," *Phys. Rev. A* **88**, 053620 (2013).
5. P. Cladé, E. de Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, "Precise measurement of h/m_{Rb} using Bloch oscillations in a vertical optical lattice: determination of the fine-structure constant," *Phys. Rev. A* **74**, 052109 (2006).
6. F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, "Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm," *Appl. Phys. B* **89**, 177–180 (2007).
7. R. Thompson, M. Tu, D. Aveline, N. Lundblad, and L. Maleki, "High power single frequency 780 nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN crystals," *Opt. Express* **11**, 1709–1713 (2003).
8. S. Vasilyev, A. Nevsky, I. Ernsting, M. Hansen, J. Shen, and S. Schiller, "Compact all-solid-state continuous-wave single-frequency UV source with frequency stabilization for laser cooling of Be⁺ ions," *Appl. Phys. B* **103**, 27–33 (2011).
9. S. S. Sané, S. Bennetts, J. E. Debs, C. C. N. Kuhn, G. D. McDonald, P. A. Altin, J. D. Close, and N. P. Robins, "11 W narrow linewidth laser source at 780 nm for laser cooling and manipulation of rubidium," *Opt. Express* **20**, 8915–8919 (2012).
10. S. W. Chiow, T. Kovachy, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, "Generation of 43 W of quasi-continuous 780 nm laser light via high-efficiency, single-pass frequency doubling in periodically poled lithium niobate crystals," *Opt. Lett.* **37**, 3861–3863 (2012).
11. R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, "New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics," *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).
12. D. A. Steck, "Rubidium 87 D line data," <http://steck.us/alkalidata/> (2008).
13. C. Cohen-Tannoudji and D. Guery-Odelin, *Advances in Atomic Physics: An Overview* (World Scientific, 2011).
14. M. Glück, A. R. Kolovsky, and H. J. Korsch, "Wannier-Stark resonances in optical and semiconductor superlattices," *Phys. Rep.* **366**, 103–182 (2002).

Annexe B : Modélisation de la diffraction de Bragg

Dans le cadre de l'intégration des séparatrices à grand transfert d'impulsion (LMTBS), nous avons réalisé une étude visant à déterminer l'efficacité des séparatrices à base de transitions de Bragg multi-photoniques. Une séparation de $102\hbar k$ a déjà été démontrée avec une succession de transitions de Bragg dans l'équipe de M. KASEVICH en 2011 [CHIOU et al. 2011].

Le Hamiltonien du système correspond au Hamiltonien de l'équation (1.2.10), p.19, qui s'exprime en unités de l'énergie de recul :

$$\frac{\mathcal{H}}{E_r} = \left(\frac{p}{\hbar k} \right)^2 + \kappa (e^{ikx} + e^{-ikx}) \quad (\text{B.2.1})$$

où le paramètre sans dimension κ s'exprime

$$\kappa \stackrel{\text{def}}{=} \frac{U_0}{4E_r} \quad (\text{B.2.2})$$

Ce Hamiltonien est périodique dans l'espace, ce qui signifie qu'il conserve la quasi-impulsion q , permettant ainsi d'écrire tout état $|\psi\rangle$ du système à l'aide du théorème de Bloch

$$\psi_{q_0}(x) = \sum_{\ell} c_{\ell} e^{i(q_0 x + 2\ell k x)} = \sum_{\ell} c_{\ell} e^{i(\tilde{q}_0 + 2\ell) k x} \quad (\text{B.2.3})$$

où q_0 est la quasi-impulsion de l'état de départ, $\tilde{q}_0 = q_0/k$ une convention permettant d'avoir une quasi-impulsion adimensionnée, et les $(c_{\ell})_{\ell \in \mathbb{Z}}$ sont des coefficients. Ces coefficients vérifient l'équation de Schrödinger avec le Hamiltonien (B.2.1) que l'on

peut représenter dans la base des états de Bloch

$$\mathcal{H}(t) = \begin{bmatrix} \ddots & \ddots & & & & \\ \ddots & \tilde{q}_{-1}^2 & \kappa & & & \\ & \kappa & \tilde{q}_0^2 & \kappa & & \\ & & \kappa & \tilde{q}_1^2 & \ddots & \\ & & & \ddots & \ddots & \end{bmatrix} \quad (\text{B.2.4})$$

où $q_\ell \stackrel{\text{def}}{=} \tilde{q} + 2\ell$. Pour des raisons de simplicité nous écrirons q_ℓ au lieu de \tilde{q}_ℓ .

Afin de réaliser la simulation, nous avons fait l'approximation que le Hamiltonien peut être tronqué en ne gardant que les états $|q + 2\ell\rangle$ tels que $|\ell| \leq N_c$ avec N_c un « paramètre de coupure » réglable. Le Hamiltonien se réduit donc à

$$\mathcal{H} = \begin{bmatrix} q_{-N_c}^2 & \kappa & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \kappa & q_{-N_c+1}^2 & \kappa & \ddots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \kappa & \ddots & \kappa & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \kappa & q_0^2 & \kappa & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & \kappa & \ddots & \kappa & 0 \\ \vdots & & \vdots & \ddots & \kappa & q_{N_c-1}^2 & \kappa \\ 0 & \dots & 0 & \dots & 0 & \kappa & q_{N_c}^2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.2.5})$$

Nous travaillons donc avec des vecteurs de dimension $2N_c + 1$. Supposons que l'on parte d'un état $|\psi_0\rangle = |\ell = 0\rangle$, qui s'écrit avec nos conventions

$$|\psi_0\rangle = [\underbrace{0 \dots 0}_{N_c} \quad 1 \quad \underbrace{0 \dots 0}_{N_c}] \quad (\text{B.2.6})$$

et qui correspond à un atome dans la première zone de Brillouin. La simulation est alors effectuée en résolvant l'équation de Schrödinger avec un pas temporel de $2,5\mu\text{s}$, en utilisant le Hamiltonien ci-dessus.

L'ordre de diffraction de Bragg dépend de la différence entre la vitesse du réseau v et la quasi-impulsion de départ q_0 (dans leurs unités adimensionnées introduites précédemment) ; par exemple, l'ordre 2 correspond à $v = 2 [v_r]$ si l'on part de l'état de quasi-impulsion $q_0 = 0 [\hbar k]$. La vitesse joue le rôle de l'inclinaison du réseau pour la diffraction d'une onde lumineuse sur un réseau matériel (*blazing*).

Afin de rendre compte de la réalité expérimentale, la simulation part d'une distribution initiale Gaussienne dans l'espace des quasi-impulsions, de largeur correspondant à une largeur expérimentale usuelle de $v_r/15$.

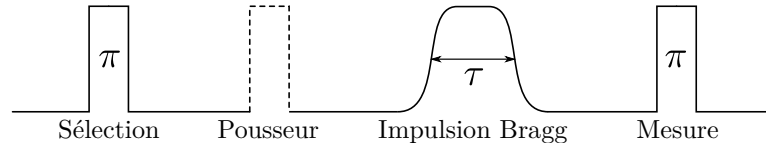


Fig. B.2.1 Séquence temporelle utilisée pour observer la diffraction de Bragg. Une première impulsion Raman π sélectionne une classe de vitesse atomique. Le réseau optique est ensuite allumé pendant une durée τ et se déplace à une vitesse v qui détermine l'ordre de la diffraction de Bragg. La vitesse des atomes est finalement mesurée à l'aide d'une dernière impulsion Raman π .

Les données expérimentales sont acquises en utilisant la séquence temporelle suivante (Figure B.2.1) :

- Les atomes sont préparés dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$;
- Une impulsion Raman contra-propageante π sélectionne une classe de vitesse qui est transférée vers $|F = 1\rangle$;
- Un faisceau pousseur retire les atomes étant encore dans $|F = 2\rangle$;
- Le réseau optique est allumé pendant une durée τ et se déplace à une vitesse v qui détermine l'ordre de la diffraction de Bragg ;
- Une impulsion Raman contra-propageante π transfère dans $|F = 2\rangle$ les atomes résonants avec un ordre de Bragg donné (dépendant de sa fréquence δ). Des temps de vol typiques sont représentés sur la Figure B.2.2, pour plusieurs ordres de diffraction de Bragg.

La Figure B.2.3(a) présente le résultat de la simulation pour $N_c = 10$ (soit une dimension de travail égale à 11), une quasi-impulsion initiale $q_0 = 0$, une vitesse du réseau $v = 2v_r$ et une impulsion carrée d'amplitude $U_0 = 100E_r$ (dans le régime des liaisons fortes). La Figure B.2.3(b) présente les résultats expérimentaux obtenus pour la diffraction de Bragg d'ordre 2. Les courbes expérimentale et théorique sont en bon accord.

Finalement, avec nos paramètres de puissance laser au moment de cette étude (avant l'intégration de la nouvelle source laser à SHG), l'efficacité des transitions de Bragg est inférieure à celle des oscillations de Bloch. Cela confirme donc l'intérêt des oscillations de Bloch pour réaliser des LMTBS par rapport aux transitions de Bragg, qui nécessitent une puissance laser plus élevée pour atteindre une bonne efficacité. Cet inconvénient des transitions de Bragg avait déjà été discuté dans [CHIOU et al. 2011] où une chute importante du contraste avait été observée en augmentant la séparation à LMT.

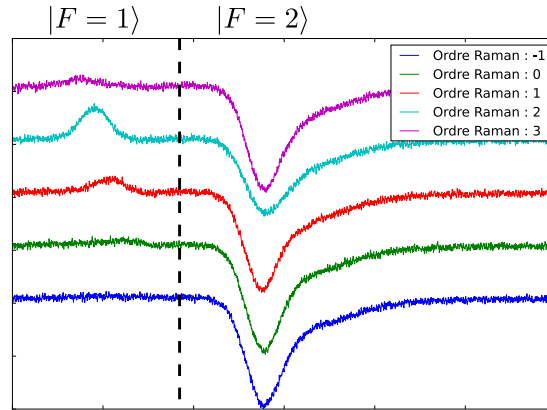
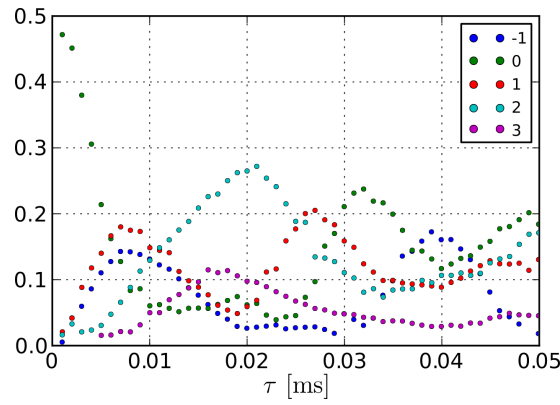
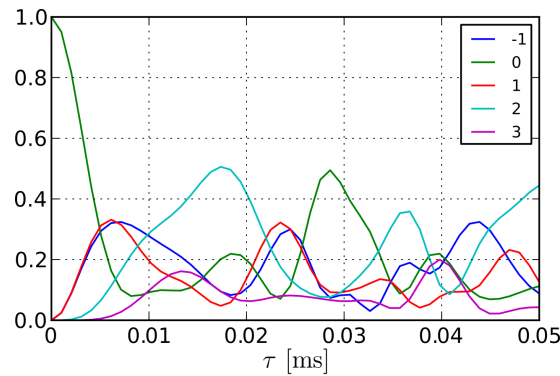


Fig. B.2.2 Temps de vol obtenus avec une durée d'impulsion optimisant la diffraction de Bragg d'ordre 2.



(a) Résultats expérimentaux.



(b) Simulation.

Fig. B.2.3 Diffraction de Bragg du second ordre. Seuls cinq ordres sont représentés pour des raisons de clarté.

Bibliographie

- ANDIA, M., R. JANNIN, F. NEZ, F. BIRABEN, S. GUELLATI-KHÉLIFA et P. CLADÉ (2013). “Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice”. In : *Physical Review A* 88.031605(R).
- ANDIA, Manuel, Étienne WODEY, François BIRABEN, Pierre CLADÉ et Saïda GUELLATI-KHÉLIFA (2015). “Bloch oscillations in an optical lattice generated by a laser source based on a fiber amplifier : decoherence effects due to amplified spontaneous emission”. In : *J. Opt. Soc. Am. B* 32.6, p. 1038–1042. DOI : 10.1364/JOSAB.32.001038. URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-32-6-1038>.
- BATTESTI, Rémy, Pierre CLADÉ, Saïda GUELLATI-KHÉLIFA, Catherine SCHWOB, Benoît GRÉMAUD, François NEZ, Lucile JULIEN et François BIRABEN (2004). “Bloch Oscillations of Ultracold Atoms : A Tool for a Metrological Determination of h/m_{Rb} ”. In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (25), p. 253001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.253001. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.253001>.
- BATTESTI, Rémy (2003). “Accélération d’atomes ultrafroids ; mesure de h/M ”. Thèse de Doctorat. Université Pierre et Marie Curie.
- BEN DAHAN, Maxime (1997). “Transport et relaxation d’atomes de césium : oscillations de Bloch et résonance de diffusion”. Thèse de Doctorat. Université Pierre et Marie Curie.
- BEN DAHAN, Maxime, Ekkehard PEIK, Jakob REICHEL, Yvan CASTIN et Christophe SALOMON (1996). “Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential”. In : *Phys. Rev. Lett.* 76 (24), p. 4508–4511. DOI : 10.1103/PhysRevLett.76.4508. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.4508>.
- BLOCH, F. (1929). “Bemerkung zur Elektronentheorie des Ferromagnetismus und der elektrischen Leitfähigkeit”. In : *Z. Phys* 52, p. 555.
- BOUCHENDIRA, Rym (2012). “Mesure de l’effet de recul de l’atome de rubidium par interférométrie atomique : nouvelle détermination de la constante de structure fine pour tester l’électrodynamique quantique”. Thèse de Doctorat. Université Pierre et Marie Curie.

- BOUCHENDIRA, Rym, Pierre CLADÉ, Saïda GUELLATI-KHÉLIFA, François NEZ et François BIRABEN (2011). “New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics”. In : *Phys. Rev. Lett.* 106.8, p. 080801. DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.080801.
- BRADLEY, Michael P., James V. PORTO, Simon RAINVILLE, James K. THOMPSON et David E. PRITCHARD (1999). “Penning Trap Measurements of the Masses of ^{133}Cs , $^{87,85}\text{Rb}$, and ^{23}Na with Uncertainties ≤ 0.2 ppb”. In : *Phys. Rev. Lett.* 83 (22), p. 4510–4513. DOI : 10.1103/PhysRevLett.83.4510. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4510>.
- CADORET, M., E. de MIRANDES, P. CLADE, S. GUELLATI-KHELIFA, C. SCHWOB, F. NEZ, L. JULIEN et F. BIRABEN (2008). “Precise determination of $h/m(\text{Rb})$ using Bloch oscillations and atomic interferometry : A mean to deduce the fine structure constant”. English. In : *EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL-SPECIAL TOPICS* 163, p. 101–111. ISSN : 1951-6355. DOI : 10.1140/epjst/e2008-00813-9.
- CADORET, Malo (2008). “Application des oscillations de Bloch d’atomes ultra-froids et de l’interférométrie atomique à la mesure de h/m et la détermination de la constante de structure fine”. Thèse de Doctorat. Université Pierre et Marie Curie.
- CANUEL, B, L AMAND, a BERTOLDI, W CHAIBI, R GEIGER, J GILLOT et A LANDRAGIN (2014). “The matter-wave laser interferometer gravitation antenna (MIGA) : New perspectives for fundamental physics and geosciences”. In : 01004, p. 0–5.
- CARNAL, O. et J. MLYNEK (1991). “Young’s double-slit experiment with atoms : A simple atom interferometer”. In : *Phys. Rev. Lett.* 66 (21), p. 2689–2692. DOI : 10.1103/PhysRevLett.66.2689. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2689>.
- CERJAN, Charles (2007). “Zernike-Bessel representation and its application to Hankel transforms”. In : *J. Opt. Soc. Am. A* 24.6, p. 1609–1616. DOI : 10.1364/JOSAA.24.001609. URL : <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-24-6-1609>.
- CHARRIÈRE, Renée, Malo CADORET, Nassim ZAHZAM, Yannick BIDEL et Alexandre BRESSON (2012). “Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and Bloch oscillations”. In : *Phys. Rev. A* 85 (1), p. 013639. DOI : 10.1103/PhysRevA.85.013639. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.013639>.
- CHIUW, Sheng wey, Tim KOVACHY, Jason M. HOGAN et Mark A. KASEVICH (2012). “Generation of 43 W of quasi-continuous 780 nm laser light via high-efficiency, single-pass frequency doubling in periodically poled lithium niobate crystals”. In : *Opt. Lett.* 37.18, p. 3861–3863. DOI : 10.1364/OL.37.003861. URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-37-18-3861>.

- CHIOU, Sheng-wei, Tim KOVACHY, Hui-Chun CHIEN et Mark A. KASEVICH (2011). “ $102\hbar k$ Large Area Atom Interferometers”. In : *Phys. Rev. Lett.* 107 (13), p. 130403. DOI : 10.1103/PhysRevLett.107.130403. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.130403>.
- CLADÉ, P (2005). “Oscillations de Bloch d’atomes ultrafroids et mesure de la constante de structure fine”. Thèse de Doctorat. Université Pierre et Marie Curie. URL : <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00010730/>.
- CLADÉ, P., S. GUELLATI-KHÉLIFA, C. SCHWOB, F. NEZ, L. JULIEN et F. BIRABEN (2005). “A promising method for the measurement of the local acceleration of gravity using Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical standing wave”. In : *Europhys. Lett.* 71.5, p. 730. URL : <http://stacks.iop.org/0295-5075/71/i=5/a=730>.
- CLADÉ, Pierre, Estefania de MIRANDES, Malo CADORET, Saïda GUELLATI-KHÉLIFA, Catherine SCHWOB, François NEZ, Lucile JULIEN et François BIRABEN (2006a). “Determination of the Fine Structure Constant Based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice”. In : *Phys. Rev. Lett.* 96.3, p. 033001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.96.033001. URL : <http://link.aps.org/abstract/PRL/v96/e033001>.
- (2006b). “Precise measurement of \hbar/m_{Rb} using Bloch oscillations in a vertical optical lattice : Determination of the fine-structure constant”. In : *Phys. Rev. A* 74.5, p. 052109. DOI : 10.1103/PhysRevA.74.052109. URL : <http://link.aps.org/abstract/PRA/v74/e052109>.
- CLADÉ, Pierre, Saïda GUELLATI-KHÉLIFA, François NEZ et François BIRABEN (2009). “Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations”. In : *Phys. Rev. L* 102.24, p. 240402. DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.240402. URL : <http://link.aps.org/abstract/PRL/v102/e240402>.
- CUMMINS, Holly K., Gavin LLEWELLYN et Jonathan A. JONES (2003). “Tackling systematic errors in quantum logic gates with composite rotations”. In : *Physical Review A* 67.042308.
- DALIBARD, Jean (2013). “Les Oscillations de Bloch dans un réseau optique”. In : *Cours de la chaire Atomes et Rayonnement du Collège de France*. URL : <http://www.college-de-france.fr/site/jean-dalibard/course-2013-06-14-09h30.htm>.
- DENSCHLAG, J. H., J. E. SIMSARIAN, H. HÄFFNER, C. MCKENZIE, A. BROWAEYS, D. CHO, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON et W. D. PHILLIPS (2002). “A Bose-Einstein condensate in an optical lattice”. In : *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* 35, p. 3095–3110. DOI : 10.1088/0953-4075/35/14/307.

- DICKERSON, Susannah M., Jason M. HOGAN, Alex SUGARBAKER, David M S JOHNSON et Mark A. KASEVICH (2013). “Multiaxis inertial sensing with long-time point source atom interferometry”. In : *Physical Review Letters* 111.8, p. 1–5. ISSN : 00319007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.111.083001. arXiv : 1305.1700.
- DIDDAMS, Scott A., David J. JONES, Jun YE, Steven T. CUNDIFF, John L. HALL, Jinendra K. RANKA, Robert S. WINDELER, Ronald HOLZWARTH, Thomas UDEM et T. W. HÄNSCH (2000). “Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb”. In : *Phys. Rev. Lett.* 84 (22), p. 5102–5105. DOI : 10.1103/PhysRevLett.84.5102. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.5102>.
- DIMOPOULOS, Savas, Peter W. GRAHAM, Jason M. HOGAN et Mark A. KASEVICH (2007). “Testing General Relativity with Atom Interferometry”. In : *Phys. Rev. Lett.* 98, p. 111102. DOI : 10.1103/PhysRevLett.98.111102. URL : <http://link.aps.org/abstract/PRL/v98/e111102>.
- DREVER, R.W.P., J.L. HALL, F.V. KOWALSKI, J. HOUGH, G.M. FORD, A.J. MUNLEY et H. WARD (1983). “Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator”. In : *Applied Physics B*.
- FABRE, Claude, Charles ANTOINE et Nicolas TREPS (2015). *Introduction à la physique moderne : Relativité et physique quantique*. Dunod.
- FELDMANN, J., K. LEO, J. SHAH, D. A. B. MILLER, J. E. CUNNINGHAM, T. MEIER, G. von PLESSEN, A. SCHULZE, P. THOMAS et S. SCHMITT-RINK (1992). “Optical investigation of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice”. In : *Phys. Rev. B* 46 (11), p. 7252–7255. DOI : 10.1103/PhysRevB.46.7252. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.46.7252>.
- FRANCIS, Olivier, Henri BAUMANN, Tomas VOLARIK, Christian ROTHLEITNER, Gilbert KLEIN, Marc SEIL, Nicolas DANDO, Ray TRACEY, Christian ULLRICH, Stefaan CASTELEIN, Hu HUA, Wu KANG, Shen CHONGYANG, Xuan SONGBO, Tan HONGBO, Li ZHENGYUAN, Vojtech PÁLINKÁS, Jakub KOSTELECKÝ, Jaakko MÄKINEN, Jyri NÄRÄNEN, Sébastien MERLET, Tristan FARAH, Christine GUERLIN, Franck Pereira Dos SANTOS, Nicolas Le MOIGNE, Cédric CHAMPOLLION, Sabrina DEVILLE, Ludger TIMMEN, Reinhard FALK, Herbert WILMES, Domenico IACOVONE, Francesco BACCARO, Alessandro GERMAK, Emanuele BIOLCATI, Jan KRYNSKI, Marcin SEKOWSKI, Tomasz OLSZAK, Andrzej PACHUTA, Jonas AGREN, Andreas ENGFELDT, René REUDINK, Pedro INACIO, Daniel McLAUGHLIN, Geoff SHANNON, Marc ECKL, Tim WILKINS, Derek Van WESTRUM et Ryan BILLSON (2013). “The European Comparison of Absolute Gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg : results and recommendations”. In : *Metrologia* 50.3, p. 257–268. ISSN :

- 0026-1394. DOI : 10.1088/0026-1394/50/3/257. URL : <http://iopscience.iop.org/0026-1394/50/3/257/article/>.
- FRAY, Sebastian, Cristina Alvarez DIEZ, Theodor W. HÄNSCH et Martin WEITZ (2004). “Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle”. In : *Phys. Rev. Lett.* 93 (24), p. 240404. DOI : 10.1103/PhysRevLett.93.240404. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.240404>.
- GALTIER, Sandrine (2014). “Spectroscopie haute précision de la transition 1S-3S de l’atome d’hydrogène en vue d’une détermination du rayon du proton”. Thèse de Doctorat. Université Pierre et Marie Curie. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01080669>.
- GUPTA, S., K. DIECKMANN, Z. HADZIBABIC et D.E. PRITCHARD (2002). “Contrast Interferometry using Bose-Einstein Condensates to Measure h/m and α ”. In : *Phys. Rev. Lett.* 89, p. 140401.
- HOGAN, Jason, David JOHNSON, Susannah DICKERSON, Tim KOVACHY, Alex SUGARBAKER, Sheng-wei CHIOU, Peter GRAHAM, Mark KASEVICH, Babak SAIF, Surjeet RAJENDRAN, Philippe BOUYER, Bernard SEERY, Lee FEINBERG et Ritva KESKIKUHA (2011). “An atomic gravitational wave interferometric sensor in low earth orbit (AGIS-LEO)”. In : *General Relativity and Gravitation* 43 (7). 10.1007/s10714-011-1182-x, p. 1953–2009. ISSN : 0001-7701. DOI : 10.1007/s10714-011-1182-x. URL : <http://dx.doi.org/10.1007/s10714-011-1182-x>.
- JANNIN, R. (2015). “Interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein”. Thèse de Doctorat. Université Pierre et Marie Curie.
- KASEVICH, Mark et Steven CHU (1991). “Atomic interferometry using stimulated Raman transitions”. In : *Phys. Rev. Lett.* 67 (2), p. 181–184. DOI : 10.1103/PhysRevLett.67.181. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.181>.
- KEITH, David W., Christopher R. EKSTROM, Quentin A. TURCHETTE et David E. PRITCHARD (1991). “An interferometer for atoms”. In : *Phys. Rev. Lett.* 66 (21), p. 2693–2696. DOI : 10.1103/PhysRevLett.66.2693. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2693>.
- LANDRAGIN, Arnaud (2010). “Interférométrie atomique : application aux capteurs inertiels”. In : *Rapport d’Habilitation à Diriger les Recherches*.
- LEPOUTRE, Steven, Haikel JELASSI, Gérard TRÉNEC, Matthias BÜCHNER et Jacques VIGUÉ (2011). “Atom interferometry as a detector of rotation and gravitational waves : comparison of various diffraction processes”. In : *General Relativity and Gravitation* 43 (7). 10.1007/s10714-010-1133-y, p. 2011–2025. ISSN : 0001-7701. URL : <http://dx.doi.org/10.1007/s10714-010-1133-y>.

- MADISON, K. W., M. C. FISCHER, R. B. DIENER, Qian NIU et M. G. RAIZEN (1998). “Dynamical Bloch Band Suppression in an Optical Lattice”. In : *Phys. Rev. Lett.* 81 (23), p. 5093–5096. DOI : 10.1103/PhysRevLett.81.5093. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.5093>.
- MALOSSE, N., Q. BODART, S. MERLET, T. LÉVÈQUE, A. LANDRAGIN et F. Pereira Dos SANTOS (2010). “Double diffraction in an atomic gravimeter”. In : *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* 81.1, p. 1–5. ISSN : 10502947. DOI : 10.1103/PhysRevA.81.013617. arXiv : 0909.0102.
- MCGUIRK, J. M., M. J. SNADDEN et M. A. KASEVICH (2000). “Large Area Light-Pulse Atom Interferometry”. In : *Phys. Rev. Lett.* 85 (21), p. 4498–4501. DOI : 10.1103/PhysRevLett.85.4498. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.4498>.
- MERLET, S., L. VOLODIMER, M. LOURS et F. PEREIRA DOS SANTOS (2014). “A simple laser system for atom interferometry”. In : *Applied Physics B*. ISSN : 09462171. DOI : 10.1007/s00340-014-5890-2. arXiv : arXiv:1406.5994v1.
- MÜLLER, Holger, Achim PETERS et Steven CHU (2010). “A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves”. In : *Nature* 463, p. 926–929. URL : <http://dx.doi.org/10.1038/nature08776>.
- MOHR, P.J., B.N. TAYLOR et D.B. NEWELL (2015). “The 2014 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants”. In : *Web Version 7.0* This database was developed by J. Baker, M. Douma, and S. Kotochigova. Available : <http://physics.nist.gov/constants> [Friday, 10-Jul-2015 04 :21 :36 EDT]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899.
- MÜLLER, Holger, Sheng wey CHIOU, Quan LONG, Sven HERRMANN et Steven CHU (2008). “Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters”. In : *Phys. Rev. Lett.* 100.18, p. 180405. DOI : 10.1103/PhysRevLett.100.180405. URL : <http://link.aps.org/abstract/PRL/v100/e180405>.
- PETERS, A., K.Y. CHUNG et S. CHU (2001). “High-precision gravity measurements using atom interferometry”. In : *Metrologia* 38, p. 25.
- POLI, N., F.-Y. WANG, M. G. TARALLO, A. ALBERTI, M. PREVEDELLI et G. M. TINO (2011). “Precision Measurement of Gravity with Cold Atoms in an Optical Lattice and Comparison with a Classical Gravimeter”. In : *Phys. Rev. Lett.* 106 (3), p. 038501. DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.038501. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.038501>.
- RAAB, E. L., M. PRENTISS, Alex CABLE, Steven CHU et D. E. PRITCHARD (1987). “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”. In : *Phys. Rev. Lett.* 59 (23), p. 2631–2634. DOI : 10.1103/PhysRevLett.59.2631. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631>.

- RICHESON, Justin A. (2008). “Gravity Gradiometer Aided Inertial Navigation Within Non-GNSS Environments”. PhD thesis at University of Maryland. University of Maryland.
- RIEHLE, F., Th. KISTERS, A. WITTE, J. HELMCKE et Ch. J. BORDÉ (1991). “Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer”. In : *Phys. Rev. Lett.* 67 (2), p. 177–180. DOI : 10.1103/PhysRevLett.67.177. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.177>.
- SANÉ, S. S., S. BENNETTS, J. E. DEBS, C. C. N. KUHN, G. D. McDONALD, P. A. ALTIN, J. D. CLOSE et N. P. ROBINS (2012). “11 W narrow linewidth laser source at 780nm for laser cooling and manipulation of Rubidium”. In : *Opt. Express* 20.8, p. 8915–8919. DOI : 10.1364/OE.20.008915. URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-20-8-8915>.
- SCHLIPPERT, D., J. HARTWIG, H. ALBERS, L. L. RICHARDSON, C. SCHUBERT, A. ROURA, W. P. SCHLEICH, W. ERTMER et E. M. RASEL (2014). “Quantum Test of the Universality of Free Fall”. In : *Phys. Rev. Lett.* 112 (20), p. 203002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.112.203002. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.203002>.
- SORRENTINO, F., Q. BODART, L. CACCIAPUOTI, Y. H. LIEN, M. PREVEDELLI, G. ROSI, L. SALVI et G. M. TINO (2014). “Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer”. In : *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* 89.2, p. 1–14. ISSN : 10502947. DOI : 10.1103/PhysRevA.89.023607. arXiv : 1312.3741.
- STECK, Daniel A. (2001). *Rubidium 87 D Line Data*. Rapp. tech. Los Alamos National Laboratory. URL : <http://steck.us/alkalidata/>.
- STOREY, Pippa et Claude COHEN-TANNOUDJI (1994). “The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial”. In : *Journal de Physique II*.
- TACKMANN, G., B. PELLE, A. HILICO, Q. BEAUFILS et F. Pereira dos SANTOS (2011). “Raman-laser spectroscopy of Wannier-Stark states”. In : *Phys. Rev. A* 84 (6), p. 063422. DOI : 10.1103/PhysRevA.84.063422. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.84.063422>.
- TAMURA, Y. (1987). “A harmonic development of the tide-generating potential”. In : *Bulletin d’Informations Mareés Terrestres, Bruxelles 1987* 99, p. 6813–6855.
- TARALLO, M. G., T. MAZZONI, N. POLI, D. V. SUTYRIN, X. ZHANG et G. M. TINO (2014). “Test of Einstein Equivalence Principle for 0-Spin and Half-Integer-Spin Atoms : Search for Spin-Gravity Coupling Effects”. In : *Phys. Rev. Lett.* 113 (2), p. 023005. DOI : 10.1103/PhysRevLett.113.023005. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.023005>.

- TOWNSEND, C. G., N. H. EDWARDS, C. J. COOPER, K. P. ZETIE, C. J. FOOT, A. M. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN et J. DALIBARD (1995). “Phase-space density in the magneto-optical trap”. In : *Phys. Rev. A* 52 (2), p. 1423–1440. DOI : 10.1103/PhysRevA.52.1423. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.52.1423>.
- VAROQUAUX, G, R A NYMAN, R GEIGER, P CHEINET, A LANDRAGIN et P BOUYER (2009). “How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle”. In : *New Journal of Physics* 11.11, p. 113010. DOI : 10.1088/1367-2630/11/11/113010. URL : <http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=11/a=113010>.
- VASILYEV, S., A. NEVSKY, I. ERNSTING, M. HANSEN, J. SHEN et S. SCHILLER (2011). “Compact all-solid-state continuous-wave single-frequency UV source with frequency stabilization for laser cooling of Be⁺ ions”. In : *Applied Physics B : Lasers and Optics* 103 (1). 10.1007/s00340-011-4435-1, p. 27–33. ISSN : 0946-2171. DOI : 10.1007/s00340-011-4435-1. URL : <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-011-4435-1>.
- WILKINSON, S. R., C. F. BHARUCHA, K. W. MADISON, Qian NIU et M. G. RAIZEN (1996). “Observation of Atomic Wannier-Stark Ladders in an Accelerating Optical Potential”. In : *Phys. Rev. Lett.* 76 (24), p. 4512–4515. DOI : 10.1103/PhysRevLett.76.4512. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.4512>.
- WINELAND, D. J. et Wayne M. ITANO (1979). “Laser cooling of atoms”. In : *Phys. Rev. A* 20 (4), p. 1521–1540. DOI : 10.1103/PhysRevA.20.1521. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.20.1521>.
- WITTHAUT, D, F KECK, H J KORSCH et S MOSSMANN (2004). “Bloch oscillations in two-dimensional lattices”. In : *New Journal of Physics* 6.1, p. 41. URL : <http://stacks.iop.org/1367-2630/6/i=1/a=041>.
- WOLF, P., Ch.J. BORDÉ, A. CLAIRON, L. DUCHAYNE, A. LANDRAGIN, P. LEMONDE, G. SANTARELLI, W. ERTMER, E. RASEL, F.S. CATALIOTTI, M. INGUSCIO, G.M. TINO, P. GILL, H. KLEIN, S. REYNAUD, C. SALOMON, E. PEIK, O. BERTOLAMI, P. GIL, J. PÁRAMOS, C. JENTSCH, U. JOHANN, A. RATHKE, P. BOUYER, L. CACCIAPUOTI, D. IZZO, P. DE NATALE, B. CHRISTOPHE, P. TOUBOUL, S.G. TURYSHEV, J. ANDERSON, M.E. TOBAR, F. SCHMIDT-KALER, J. VIGUÉ, A.A. MADEJ, L. MARMET, M.-C. ANGONIN, P. DELVA, P. TOURRENC, G. METRIS, H. MÜLLER, R. WALSWORTH, Z.H. LU, L.J. WANG, K. BONGS, A. TONCELLI, M. TONELLI, H. DITTUS, C. LÄMMERZAHN, G. GALZERANO, P. LAPORTA, J. LASKAR, A. FIENGA, F. ROQUES et K. SENGSTOCK (2007). “Quantum physics exploring gravity in the outer solar system : the SAGAS project”. English. In : *Experimental Astronomy* 23.2, p. 651–687. ISSN : 0922-6435. DOI : 10.1007/s10686-008-9118-5. URL : <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-008-9118-5>.

- WOLF, Peter, Luc BLANCHET, Christian J. BORDÉ, Serge REYNAUD, Christophe SALOMON et Claude COHEN-TANNOUDJI (2011). “Atom interferometry and the Einstein equivalence principle”. In : *Experimental Gravity and Gravitational Waves*. 5 pages, to appear in the proceedings of the “46th Rencontres de Moriond and GPhyS Colloquium on Gravitational Waves and Experimental Gravity”, la Thuile, March 20-27, 2011. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00627555>.
- ZENER, C. (1932). “Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels”. In : *Proc. Soc. Lond. A* 137, p. 696.

Sujet : Oscillations de Bloch d'atomes ultra-froids : application aux mesures de haute précision

Résumé : Ce travail de thèse se développe autour de trois expériences. La première concerne la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium. Dans le cadre de l'étude détaillée des effets systématiques, tels que la phase de Gouy ou l'effet Zeeman quadratique, nous avons développé une nouvelle source laser compacte et puissante (12 W@780 nm) permettant de réduire l'effet de la phase de Gouy d'un facteur 4. La deuxième expérience a porté sur la démonstration d'un nouveau schéma de gravimètre compact, s'appuyant sur les oscillations de Bloch pour faire léviter les atomes. Une mesure de l'accélération locale de la pesanteur a été réalisée avec une sensibilité préliminaire très prometteuse de $4,7 \times 10^{-7} g/\sqrt{\text{Hz}}$. La troisième expérience a permis d'obtenir un interféromètre atomique symétrique grâce à la technique de double diffraction Raman. Nous avons réalisé la chaîne de fréquences et le montage optique pour l'intégration de séparatrices à grand transfert d'impulsion (LMTBS) à base d'oscillations de Bloch.

Mots clés : Métrologie, atomes froids, oscillations de Bloch, gravimètre compact, séparatrices à grand transfert d'impulsion, constante de structure fine.

Subject : Bloch oscillations of ultra-cold atoms: application to high-precision measurements.

Abstract : This work developed around three experiments. The first one concerned the measurement of the ratio h/m between Planck's constant and rubidium atomic mass. We have carried out a thorough study of systematic effects, such as the Gouy phase or the quadratic Zeeman effect. The development of a new compact and high-power laser source (12 W@780 nm) allowed to decrease the effect of Gouy phase by a factor of 4. The second experiment revolved around the realization of a compact and precise gravimeter, using Bloch oscillations to maintain atoms against gravity. This allowed for a measurement of local gravity acceleration with a promising preliminary sensitivity of $4,7 \times 10^{-7} g/\sqrt{\text{Hz}}$. Finally, the third experiment consisted in the realization of the double diffraction technique, with the aim of implementing Bloch-oscillation-based large momentum transfer beamsplitters.

Keywords : Metrology, cold atoms, Bloch oscillations, compact gravimeter, large-momentum-transfer beamsplitters, fine-structure constant.